SÉRIE A, N° 1116
N° D'ORDRE : 1140

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTORAT D'UNIVERSITÉ

PAR

Philippe GREVET

PREMIÈRE THÈSE

Mesure de l'intensité totale d'ionisation au voisinage du sol et séparation de ses différentes composantes

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Mesure des vitesses de rotation par les lasers en anneau

Soutenues le 15 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. BRICARD Président

BLANC, BENOIT } Examinateurs

SÉRIE A, N° 1116
N° D'ORDRE : 1140

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTORAT D'UNIVERSITÉ

PAR

Philippe GREVET

PREMIÈRE THÈSE

Mesure de l'intensité totale d'ionisation au voisinage du sol et séparation de ses différentes composantes

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Mesure des vitesses de rotation par les lasers en anneau

Soutenues le 15 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. BRICARD Président

BLANC, BENOIT } Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen.... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A.	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo.
	MATHIEU J. P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho. physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	HERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUSSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique Ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DSLCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROLZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général .... R. POULAIN

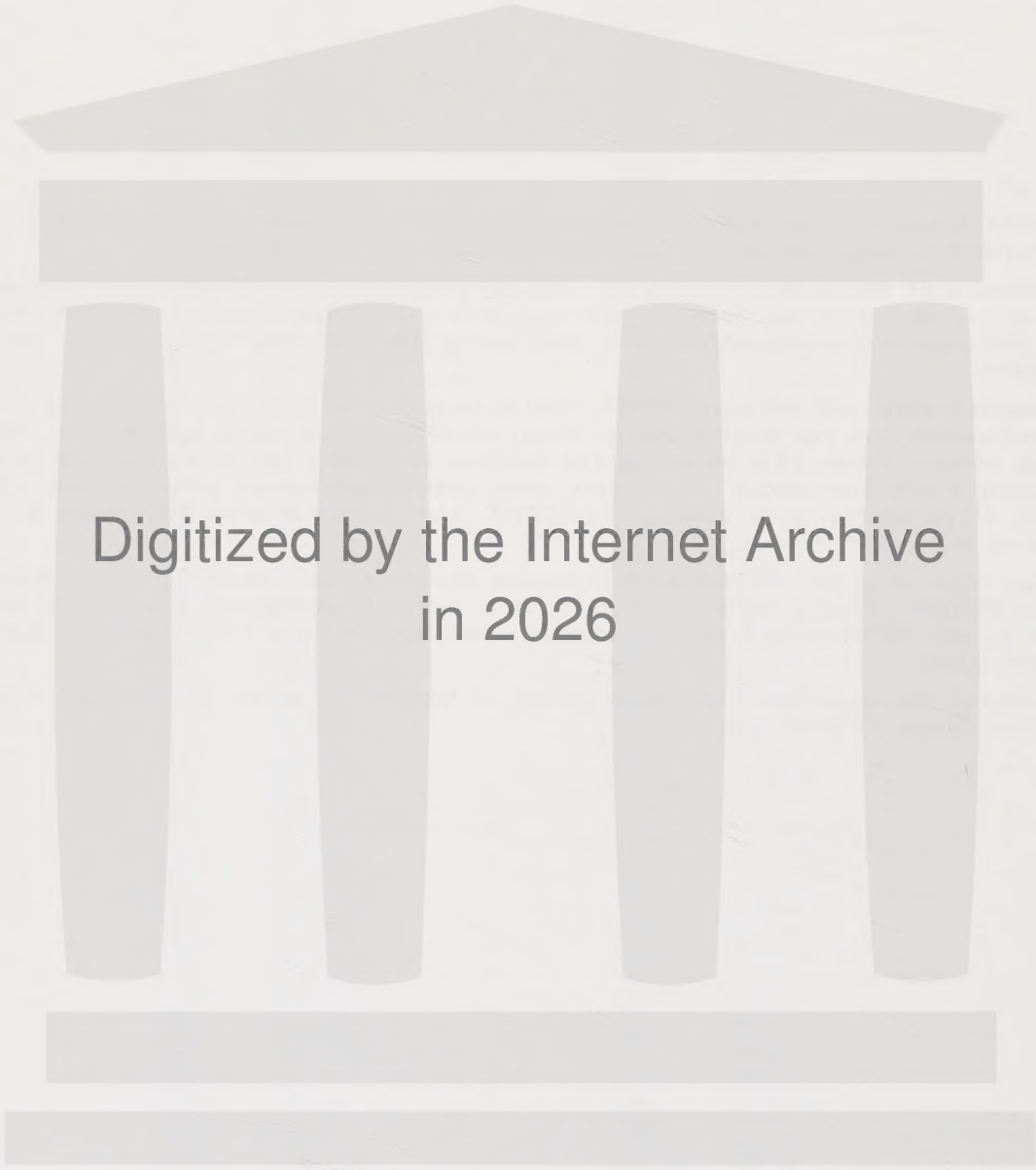
Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur BRICARD qui a dirigé ce travail et m'a constamment aidé de ses conseils au cours de mes recherches.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un contrat d'études entre le Commissariat à l'Energie Atomique et le Laboratoire de Physique des Nuages et d'Electricité Atmosphérique de l'Institut d'Optique. Je remercie très respectueusement Monsieur le Haut Commissaire pour l'aide qu'il m'a ainsi apportée.

Je remercie également Monsieur DOURY, Chef de Groupe au C.E.A., qui m'a permis d'effectuer mes recherches dans ses laboratoires de Saclay et de Guyancourt ainsi que Monsieur MONET qui m'a fait bénéficier sans réserve de conseils précieux et a mis à ma disposition tout le matériel nécessaire à mes expériences. Je remercie enfin leurs collaborateurs pour leur aide efficace et amicale, et particulièrement Monsieur GAUTHIER pour les nombreuses discussions que nous avons eues au sujet de ce travail.

Des mesures ont pu être effectuées sur la division minière de La Crouzille grâce à l'amabilité de Monsieur PRADEL, Chef de Service au C.E.A., et au Centre de La Hague où Monsieur le Docteur BOUGEOIS et ses collaborateurs ont bien voulu me recevoir. Je tiens à leur exprimer mes très vifs remerciements.

Je remercie Messieurs les Professeurs BLANC et BENOIT qui m'ont fait l'honneur de participer au Jury chargé de juger mon travail.


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534917_0053

INTRODUCTION

La quantité de paires d'ions produite dans l'air par unité de temps et de volume est une donnée fondamentale en électricité atmosphérique. Sa valeur a jusqu'à présent été déterminée par des mesures fragmentaires et séparées suivant les différentes composantes mais on ne possédait pas d'enregistrements de longue durée permettant de mettre en évidence les variations importantes qui résultent tant du lieu de mesure que des conditions météorologiques en un même lieu. L'appareillage que nous avons mis au point est basé sur l'utilisation de deux chambres d'ionisation et des montages électroniques associés fonctionnant en permanence pour les composantes α et γ. Une autre chambre permet par ailleurs d'évaluer directement l'intensité totale d'ionisation et d'en déduire la valeur de la composante β.

Nous avons décrit, étalonné et précisé les possibilités du matériel dans une première partie puis discuté dans la seconde partie les résultats obtenus.

RESULTATS CONNUS PRECEDEMMENT

De nombreuses mesures d'intensité d'ionisation ont été faites par différents chercheurs mais presque uniquement suivant chacune des composantes et toujours en valeur instantanée. Ainsi V.F. Hess et R.P. Vancour [7, 9] indiquent un bilan de l'intensité d'ionisation à Helgoland de 6,8 I/cm^3.s se décomposant en 1,3 pour α, 0,4 pour β et 5,1 pour γ et cosmiques. Leur méthode avait le défaut de procéder par introduction de l'air extérieur dans une chambre puis d'effectuer ensuite la mesure peu de temps après le prélèvement et d'étudier la décroissance en laboratoire. Il ne pouvait donc s'agir que de mesures par points et non immédiates ce qui explique qu'ils n'aient pu noter que des variations relativement petites contrairement à ce que nous avons observé par notre méthode. De même en utilisant deux chambres d'ionisation à parois de nature différente, V.F. Hess et G.A. O'Donnell [8] ont mesuré en plein air, à Fordham (New-York) : 1,8 pour α, 0,4 pour β et 5,1 pour γ et cosmiques soit un total de 7,3 I/cm^3.s, ne mettant en évidence aucune variation. Il est à remarquer par ailleurs que toutes les chambres utilisées avaient des volumes d'une dizaine de litres au maximum, la sensibilité étant par suite assez médiocre.

En se servant d'une chambre sans parois, à mesures globales mais ponctuelles, J. Clay [2] indique un bilan de l'intensité d'ionisation à Amsterdam de 5,7 à 10,1 I/cm^3.s se décomposant en 2,3 à 6,7 pour le radon et 3,4 pour γ et cosmiques.

Or nous avons pu mettre en évidence que la composante γ varie nettement d'un endroit à l'autre suivant la nature du sol ; la composante α en un même lieu peut être très fréquemment affectée d'un facteur 15 suivant les conditions météorologiques et la composante β varie de même mais à une échelle beaucoup plus faible.

PREMIÈRE PARTIE

DESCRIPTION ET ÉTALONNAGE DES APPAREILS DE MESURE

CHAPITRE PREMIER

GÉNÉRALITÉS – APPAREILLAGE DE MESURE

I - CARACTERISTIQUES GENERALES DES CHAMBRES -

I.1. Mesure "α" et "γ".

Les deux chambres utilisées ont les mêmes côtes géométriques. Nous en avons fait la représentation sur la figure 1. Le choix de ce type de chambre nous a été dicté par les remarques suivantes :

- pour la mesure "γ" : le volume assez important permet d'avoir une bonne sensibilité, les courants mesurés étant de l'ordre de 10^{-13} A. L'intensité d'ionisation "γ" est déterminée lorsque l'enceinte est délimitée par une paroi d'aluminium dont la résistance mécanique permet d'effectuer des mesures en plein air, une bonne étanchéïté étant assurée pour l'air inactif introduit dans l'enceinte. De plus l'épaisseur de la paroi (2,5 mm) est telle que les rayonnements α et β extérieurs sont totalement absorbés.

- pour la mesure "α" : la chambre étant fermée par une paroi identique à la précédente, on établit une circulation de l'air non filtré ce qui permet d'évaluer l'ionisation "α + γ" et par déduction de la mesure précédente : "α". D'autre part la faible activité β provenant de l'air introduit ne vient guère gêner les mesures, le volume étant faible par rapport au parcours de ce rayonnement.

La paroi d'aluminium est fixée à un support constitué par un plateau circulaire vertical en afcodur. Elle peut en être aisément détachée pour des besoins de décontamination interne.

Le préamplificateur de l'électromètre de mesure est directement raccordé à l'électrode centrale ; celle-ci tout comme l'anneau de garde étant solidaires du support en afcodur. L'isolement entre eux est réalisé par une couronne parfaitement polie en téflon. Ce matériau donne toute garantie quand au courant de fuite qui s'ajouterait au courant mesuré : il ne pourra en aucun cas dépasser 10^{-15} A.

Dans le cas de la mesure "α", la circulation est établie par un aspirateur branché sur l'orifice S noté sur la figure 1. L'entrée de l'air s'effectue alors par un orifice latéral relié à l'intérieur par une rampe circulaire de distribution ménagée dans le support en afcodur afin de permettre une bonne répartition dans l'enceinte de mesure.

I.2. Mesure "β" et d'ionisation totale.

Pour la mesure de l'intensité totale d'ionisation, on a utilisé une chambre dont la paroi est supprimée et dont l'électrode externe est faite de fil de cuivre de 2/10 mm enroulé en hélice autour d'une cage d'écureuil, le pas de l'hélice étant de 5 mm. Des précisions sur ce dispositif seront données au début du chapitre IV.

II - DISPOSITIFS ELECTROMETRIQUES ASSOCIES -

II.1. Electromètre.

Dans le but d'effectuer des enregistrements de longue durée, nous avons choisi d'associer un amplificateur à courant continu à condensateur vibrant. Dans ce cas la mesure du courant est entachée des erreurs provenant des facteurs suivants :

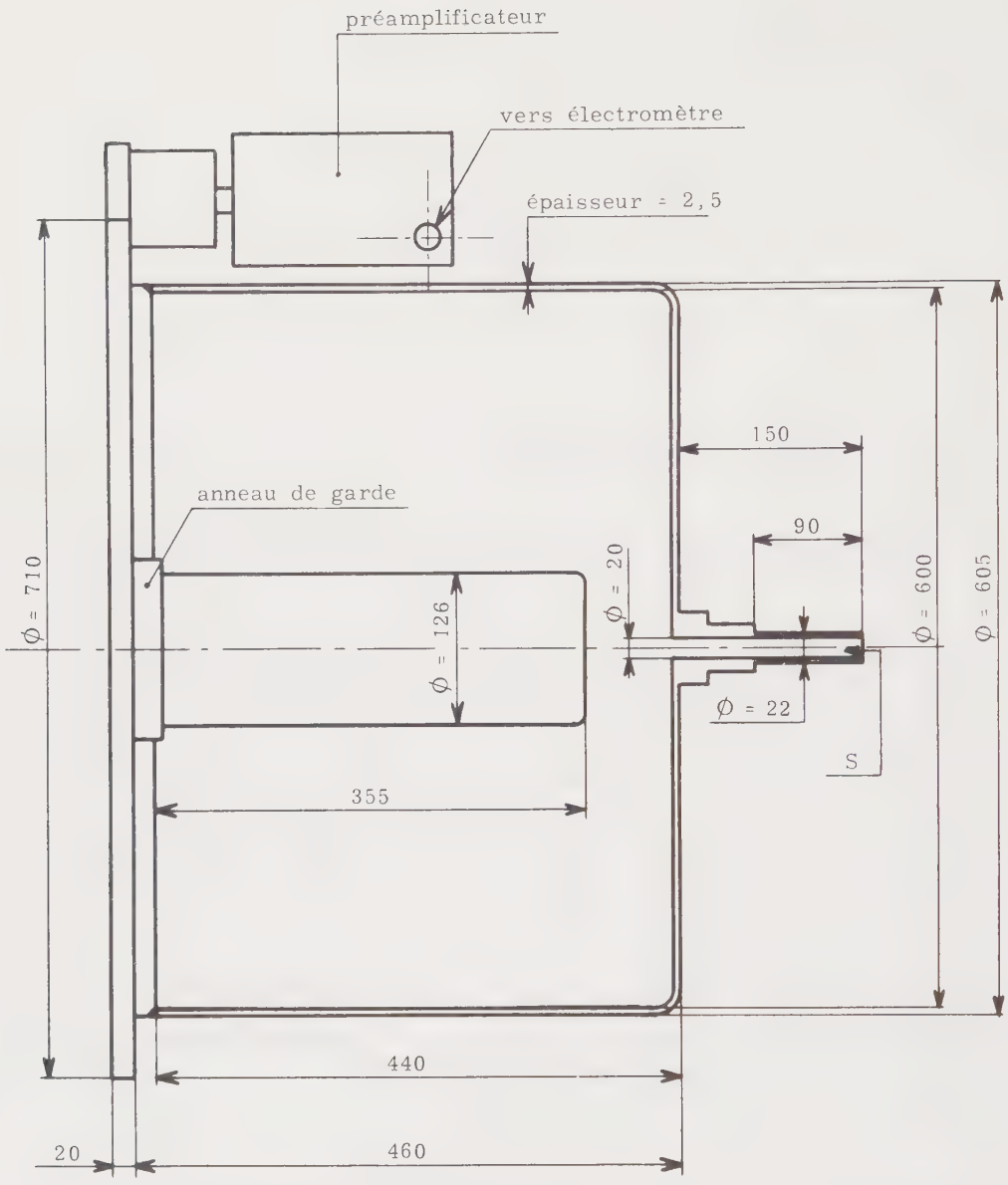


Figure 1 - Chambre d'ionisation pour les mesures α et γ.

a) le voltmètre de sortie est étalonné à 1 % près.

b) la résistance d'entrée est connue à 1 % près mais elle présente en plus :

- un coefficient de tension pouvant produire un défaut de linéarité sur la réponse en tension de l'appareil ;

- un coefficient de température pouvant affecter sa valeur ;

- une variation due à son évolution lente dans le temps, dépendant de son état de vieillissement.

Pour des résistances de l'ordre de 10^{12} ohms que nous avons employées, le coefficient de tension est de – 0,06 % par volt. Dans nos mesures nous avons défini la valeur exacte de la résistance en nous basant sur la mesure d'un courant de 2.10^{-13} A (sensiblement 10 I/cm^3.s) ce qui donnait pour une résistance étalonnée à 1.10^{12} ohms pour 100 volts une valeur réelle de $0,9401.10^{12}$ ohms. Remarquons alors le très faible défaut de linéarité qui se présentait : pour les mesures les plus basses soit 10^{-13} A, la résistance aurait eu une valeur de $0,94006.10^{12}$ ohms et pour les plus for-

tes soit 10^{-12} A : $0,9406.10^{12}$ ohms. Le défaut de linéarité pour l'écart le plus important par rapport aux valeurs moyennes mesurées serait donc de 0,05 %.

Lors des mesures, nous nous sommes efforcés de maintenir une température ambiante ne variant pas de ± 3°C. Ainsi pour un coefficient de température de 0,1 % affectant une résistance de 10^{12} ohms, sa variation ne dépassait pas ± 0,3 %.

c) la dérive en fonction du temps ne dépasse pas pour l'amplificateur $\pm 10^{-16}$ A en 12 h.

d) le bruit de fond de l'électromètre est de l'ordre de 5.10^{-16} A dont il a toujours été tenu compte.

En définitive, la précision des mesures sera de ± 2,4 %.

II.2. Temps de réponse et fluctuation du courant d'ionisation.

Le temps de réponse de l'ensemble de mesure lors d'une variation brusque d'activité dépend essentiellement de la constante de temps RC du montage.

En toute rigueur le temps de réponse dépend des constantes de temps de l'amplificateur et de l'enregistreur mais elles sont toujours plus faibles que celles introduites par la résistance de charge et la capacité effective en parallèle. Nous les négligerons dans le cas d'un amplificateur à condensateur vibrant et d'un enregistreur MECI Speedomax.

Un saut brusque d'activité entraîne une variation moyenne i du courant d'ionisation et par suite aux bornes de la résistance de charge une variation de tension qui s'exprime par la relation :

$$V = Ri\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)$$

On définit le temps de réponse par la valeur de t = T pour laquelle on a V = 0,9 Ri soit T = 2,3 RC . Pour une faible valeur de RC, T sera minimum mais il faut tenir compte du taux de fluctuation du courant d'ionisation.

Tenant compte du fait que l'appareil de mesure a un certain temps de réponse, B. Rossi et H. Staub [22] ont établi que, par suite de la distribution statistique du rayonnement, à un courant d'ionisation i correspond une valeur quadratique moyenne du courant de fluctuations Δi telle que :

$$\frac{\Delta i}{i} = \sqrt{\frac{me}{2iRC}}$$

avec :

m, nombre de paires d'ions libérées par une particule ionisante

e, charge de l'électron.

R, résistance de charge.

C, capacité effective répartie sur la résistance de charge.

Il apparaît que le taux de fluctuations pour un courant d'ionisation moyen donné est inversement proportionnel à $\sqrt{RC}$. Une valeur élevée de RC permettrait de réduire les fluctuations mais ainsi que nous l'avons vu précédemment, le temps de réponse augmenterait.

Pour concilier ces deux facteurs, temps de réponse et fluctuations, nous avons choisi de placer en parallèle sur la résistance de charge : 10^{12} ohms, un condensateur à haut isolement de 50 pF ce qui détermine expérimentalement un temps T de 1 mn environ.

CHAPITRE II

MESURE DE L'INTENSITÉ D'IONISATION "γ"

I - DISPOSITIONS PARTICULIERES DE LA CHAMBRE D'IONISATION -

I.1. Air contenu dans l'enceinte de mesure. Correction.

L'air introduit dans la chambre doit être exempt de produits radioactifs et pour ce faire, après une soigneuse décontamination intérieure, on a utilisé le dispositif de circulation pour introduire de l'air vieilli. La chambre hermétiquement fermée a été placée dans un laboratoire à bas bruit de fond où aucune variation de mesure n'a alors été décelée pendant une période de cinq semaines.

L'état physique de l'air lors du remplissage était pour la pression : 74,5 cm (993 mb), la température : 17°C, l'état hygrométrique : 0,55. La masse d'air enfermée peut être calculée par la relation :

$$M = 1,293.10^{-3}.V.\frac{H}{76}.\frac{1}{1+\alpha t}$$

L'ionisation spécifique est proportionnelle au nombre de molécules d'air car toute l'énergie des rayonnements γ n'est pas perdue dans le volume de la chambre. Lorsque nous ferons des mesures il faudra tenir compte du rapport entre les conditions météorologiques extérieures et celles de l'air du volume d'ionisation. La valeur du rapport M/V est dans le cas présent de 1,193 mg/cm³. Remarquons que pour revenir aux conditions de température et de pression normale (0°C, 76 cm, M/V = 1,293 mg/cm³) il faudrait utiliser un coefficient de correction non négligeable, soit 1,084. Par suite les courbes tracées sur la figure 2 représentent en fonction de la température et de la pression, la correction à appliquer pour rapporter les conditions de l'air contenu dans la chambre à celles de l'air ambiant. A noter que cette correction atteindra 10 % dans certaines conditions correspondant à nos mesures.

Il faudrait introduire une correction supplémentaire pour tenir compte de l'état hygrométrique de l'air. En effet, dans des conditions de température et de pression données, si on mesurait un courant i pour de l'air sec, du fait de l'hygrométrie on devrait mesurer un courant i' qui peut être considéré comme la somme des courants donnés dans les mêmes conditions d'irradiation par l'air seul et la vapeur d'eau seule pris séparément à leur pression partielle. J. Engelmann [3] a établi dans ce but une relation de correction :

$$i = i' . \left(1 + 0,23\,\frac{f}{H}\right)$$

ce qui peut s'écrire en utilisant la valeur de l'état hygrométrique e = f/p :

$$i = i' . \left(1 + 0,23 . \frac{p.e}{H}\right)$$

où p est la pression de vapeur saturante à la température considérée.

Dans les conditions de remplissage de la chambre, le calcul donne : i = 1,00247 i'. Or si l'on prend des conditions extrêmes pour t, p et e ; la valeur trouvée ne s'écarte pas de plus de 0,2 % de celle correspondant aux caractéristiques de l'air contenu dans le volume de mesure.

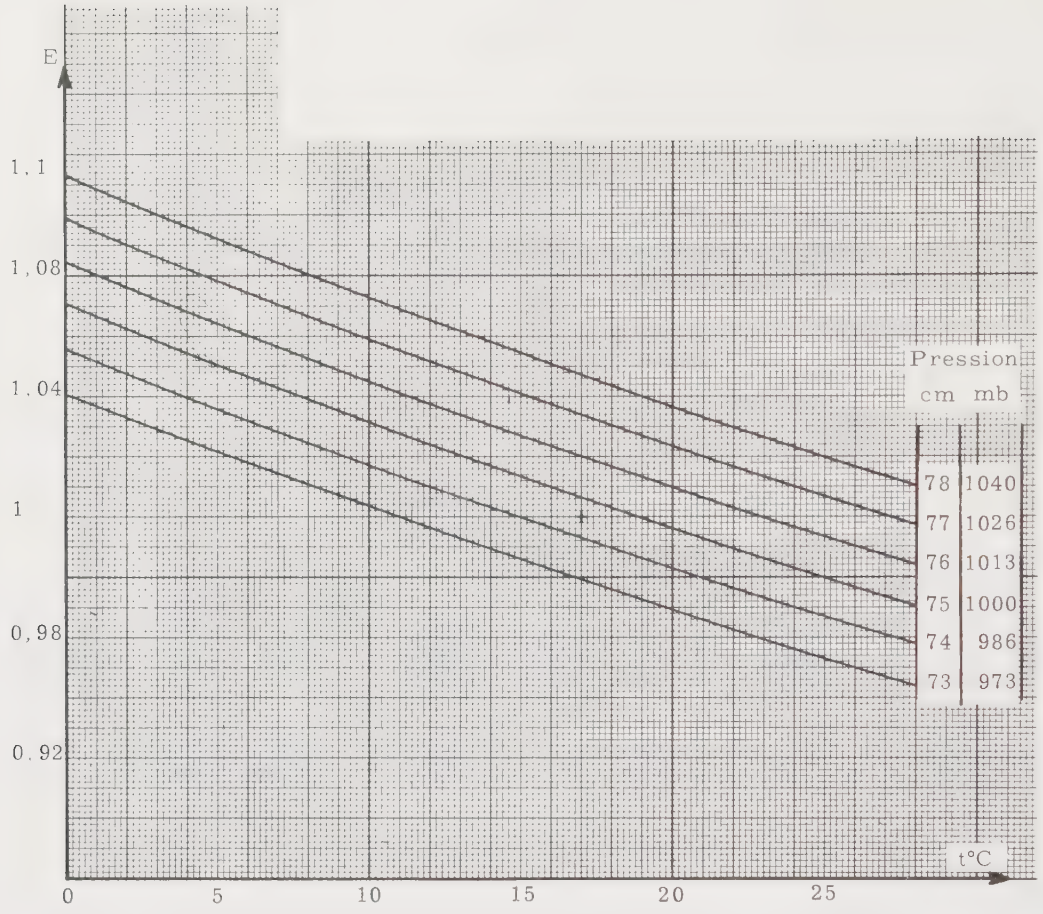


Figure 2 - Facteur de correction de mesure "γ" en fonction de la pression et de la température ambiante.

I.2. Courbe de saturation.

En général la recombinaison des ions peut être traitée théoriquement dans les cas simples mais il faut remarquer que la difficulté pour achever la saturation est souvent due à la forme inappropriée de la chambre. Si dans certaines régions le champ est beaucoup moins intense que dans d'autres, il est difficile d'y achever la saturation sans créer par ailleurs un champ entraînant un commencement de multiplication des ions par collision. Ainsi dans la chambre utilisée cela pourrait se produire au voisinage de l'extrémité de l'électrode centrale.

En plaçant des sources d'activités plus ou moins intenses, on a pu tracer expérimentalement un réseau de courbes de saturation et indiquer les valeurs théoriques calculées suivant une méthode proposée par J.W. Boag [1].

Celui-ci a déterminé un tracé théorique de la courbe de saturation comme une fonction de la variable sans dimension λ :

- pour une chambre à plateaux parallèles :

$$\lambda = m\, d^2 \sqrt{\frac{q'}{V}}$$

- pour une chambre cylindrique :

$$\lambda = m\, K^2 (a - b)^2 \sqrt{\frac{q'}{V}}$$

où : m est une constante dépendant du type et de la densité du gaz (m = 30 pour l'air à 76 cm et 20°C)

V la tension en volts à appliquer

d ou (a – b) l'espace interélectrodes en cm

q' la charge collectée en u. e. s. / cm^3. s

K un facteur de forme intervenant dans le cas d'une chambre cylindrique.

Si l'on désigne par ε le niveau de saturation avec $\varepsilon = 1$ à la saturation, ε s'exprime en fonction de λ par la relation :

$$\varepsilon = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \lambda^2}}$$

La valeur du facteur de forme K en fonction du rapport a/b des dimensions de la chambre est donné par la courbe déterminée expérimentalement par J. W. Boag et rapportée sur la figure 3. Dans le cas présent, pour a = 30 cm et b = 6,3 cm on a K = 1,09. Sachant d'autre part que q' exprimé en u. e. s. / cm^3. s est égal à $4,8.10^{-10}$. q exprimé en I/cm^3. s on peut écrire à partir des relations citées précédemment la formule liant la tension et l'intensité d'ionisation en fonction du taux de saturation :

$$V = 48,09.10^3 \left(\frac{\varepsilon^2}{1 - \varepsilon}\right) q$$

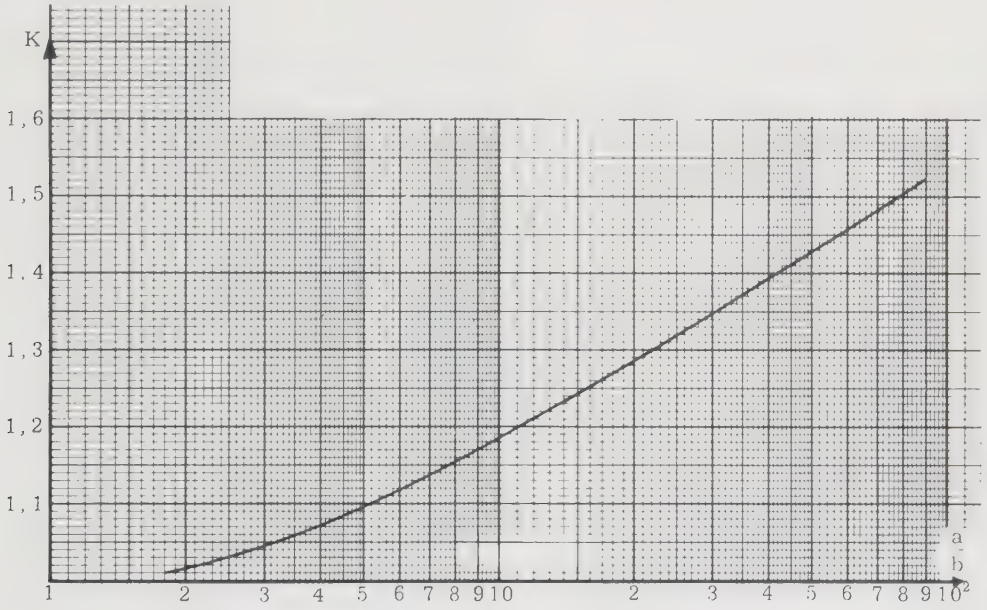


Figure 3 - Coefficient K en fonction du rapport des rayons de la chambre.

Le graphique de la figure 4 représente les courbes expérimentales de saturation pour différents niveaux d'ionisation et les points indiqués ont été calculés théoriquement à partir de la valeur trouvée pratiquement pour q à la saturation. Il apparaît qu'un taux de 0,95 est plus rapidement atteint par la théorie que par l'expérience. Cela est dû à la géométrie de la chambre mais il est à remarquer qu'à partir d'un taux de 0,99, les valeurs se rejoignent. Dans toutes les mesures d'intensité d'ionisation on a utilisé une tension de 180 volts ce qui pour 5 I/cm^3. s correspond à un taux théorique $\varepsilon = 0,9987$. L'erreur commise ne doit pas alors dépasser 0,3 %.

I. 3. Réalisation pratique de la mesure à l'extérieur.

La chambre est placée dehors, assez éloignée de tout bâtiment afin de ne pas perturber la mesure. Son fonctionnement pour des enregistrements continus de longue durée a nécessité quelques dispositions pratiques particulières :

- la chambre est placée sur un support léger, l'axe de l'électrode centrale étant à 1 m du sol.

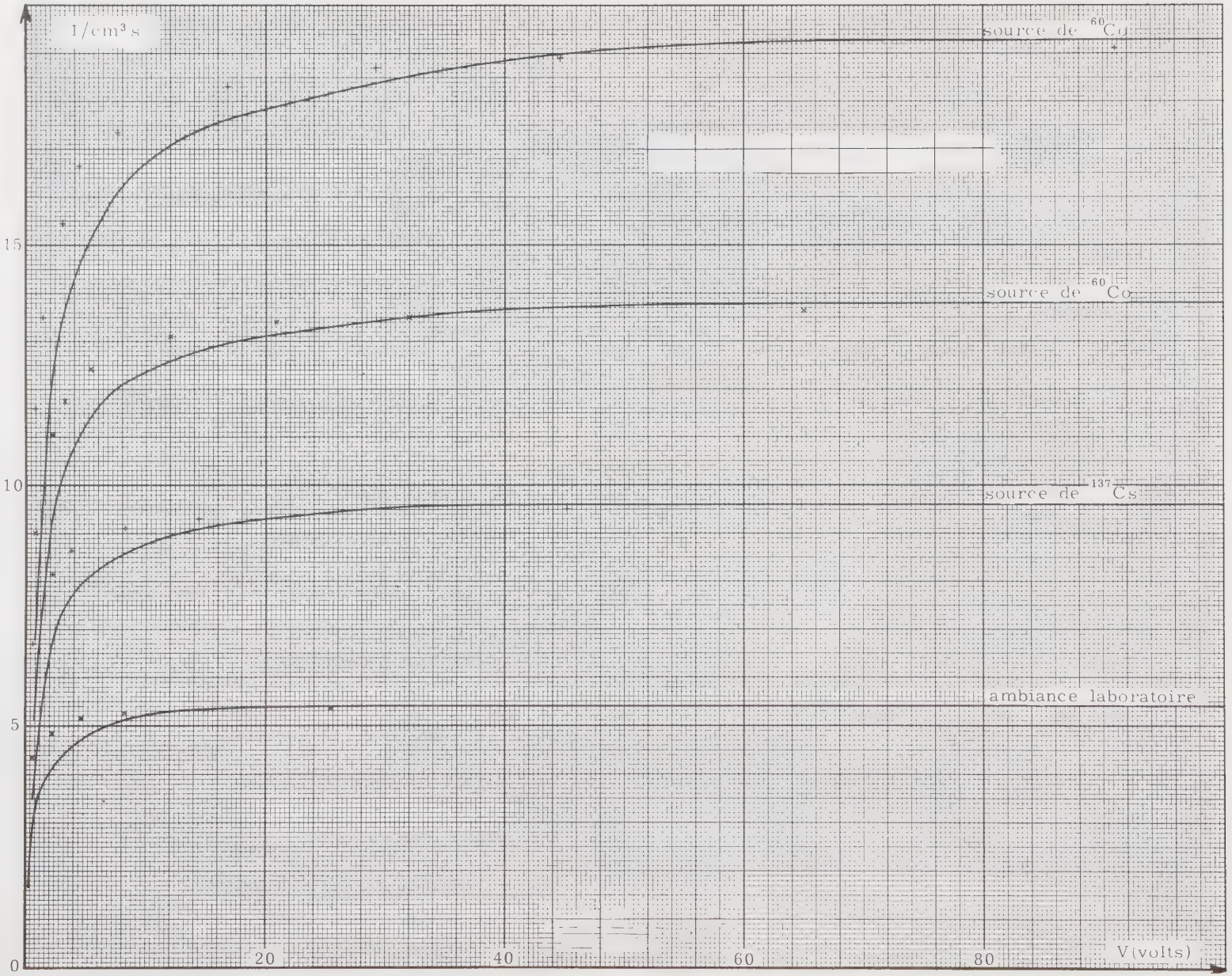


Figure 4 - Courbes de saturation (ionisation γ).

- le préamplificateur qui lui est directement raccordé a été entouré d'une enceinte thermostatée afin de le maintenir à une température de 23° ± 3°C.

- l'ensemble est protégé des intempéries par un abri très léger en plexiglass de 1,5 mm d'épaisseur.

- un câble coaxial de 20 m de longueur assure la liaison entre le préamplificateur et l'ensemble amplificateur-enregistreur placé à l'intérieur du bâtiment chauffé.

II - SENSIBILITE DE LA CHAMBRE -

II.1. Influence de la paroi.

II.1.1. Etude théorique.

A - *Sources d'erreurs :*

Pour déterminer la précision de la mesure du rayonnement γ ambiant il faut tenir compte de la présence de la paroi qui entraîne :

- une absorption du rayonnement γ accompagnée de l'émission d'électrons secondaires due à l'interaction des photons et du métal. Nous étudierons ultérieurement l'influence de cet écran de 2,5 mm d'aluminium sur nos mesures après avoir précisé la nature des émetteurs γ que nous sommes susceptibles de rencontrer.

- l'absorption totale des électrons secondaires produits par les γ dans l'air au voisinage de la chambre. Ces électrons ioniseraient en effet le volume considéré si la paroi était de l'air.

B - *Nature des émetteurs γ :*

Plaçant la chambre au-dessus du sol et en plein air, nous désirons mesurer l'intensité d'ionisation créée par les rayons γ ambiants quelle qu'en soit l'origine mais la difficulté de l'étude des conditions d'une mesure directe et globale réside dans le fait que nous ignorons le spectre d'énergie de ces rayonnements. Nous allons cependant essayer de discriminer la nature des émetteurs dont nous sommes susceptibles de mesurer les effets et pour cela considérer successivement les émissions du sol, celles de l'air et des aérosols au voisinage du sol et enfin les rayons cosmiques.

a) radioactivité du sol : les substances radioactives de base à longue période contenues dans la lithosphère sont ^{238}U, ^{232}Th, et ^{235}U. Ces trois grandes familles citées par ordre d'importance : l'uranium-radium, le thorium et l'actino-uranium ; conduisent toutes à des isotopes inactifs du plomb : ^{206}Pb, ^{208}Pb et ^{207}Pb. On trouvera en Annexe (1), (2) et (3) les chaînes de désintégration correspondantes et notamment pour les émetteurs γ, le spectre d'énergie avec les pourcentages relatifs ou absolus d'émission.

On peut citer quelques autres émetteurs contenus dans le sol mais de moindre importance :

- le potassium 40 de période $1,3.10^9$ années qui se désintègre de deux manières différentes dont l'une par capture K avec émission γ de 1,46 MeV.

- le lanthane 138 de période 10^{11} années : émetteur γ de 1,43 MeV (70 %) et de 0,81 MeV (30 %).

- le lutétium 176 de période $2,3.10^{10}$ années : émetteur γ de 0,31 MeV (100) et de 0,2 MeV (100).

Remarquons que l'on a pratiquement pas à tenir compte des retombées radioactives artificielles déposées sur le sol, celles-ci étant négligeables ainsi que nous le verrons à l'alinéa suivant. En effet, il n'y a pas eu d'importantes séries d'explosions nucléaires depuis longtemps et même si à la suite de l'explosion d'octobre 1964 on a pu observer par spectrométrie de filtres un net accroissement de l'activité artificielle cela demeurait à un niveau très faible. D'ailleurs les enregistrements de l'intensité d'ionisation γ en cours à cette époque au Centre de Mesures Atmosphériques de Guyancourt n'ont mis en évidence aucun écart sensible.

b) radioactivité de l'air et des aérosols au voisinage du sol : il faut distinguer les émetteurs naturels et artificiels. Nous avons consulté pour cela les résultats des mesures spectrométriques γ effectuées à partir de prélèvements de poussières sur filtres fixes et de précipitations. Il se trouve que les émetteurs artificiels ont une période longue par rapport aux émetteurs naturels ce qui permet de les dissocier en effectuant des spectrométries de filtres peu de temps après le prélèvement et quelques jours après.

Il apparaît ainsi que l'activité des émetteurs naturels est sensiblement équivalente à celle des émetteurs artificiels. De plus nos mesures mettront en évidence une quantité minime de paires d'ions créée par l'air et les aérosols par rapport à celle créée à partir du sol.

- émetteurs naturels : nous retrouvons les produits de désintégration du radon et du thoron. Un pic très important à 0,2 MeV correspond au ThB et au RaB ; à 0,58 MeV au RaC et au ThC. Puis par ordre de moindre importance on a à 0,3 MeV le RaB ; à 0,7 MeV le RaC ; à 1,12 et 1,3 MeV le RaC.

- émetteurs artificiels : on trouvera ci-après un tableau des principaux émetteurs classés par leur ordre d'importance. L'analyse spectrométrique des précipitations solubles, et insolubles fait apparaître les mêmes émetteurs artificiels.

EMETTEUR γ	PERIODE	ENERGIE (MeV)
Cérium 144	285 j	0,134
Zirconium 95	65 j	0,77
Niobium 95	35 j	0,77
Manganèse 54	280 j	0,84
Rhodium 106	30 s	0,51
Ruthénium 103	40 j	0,5
Rhodium 106	30 s	0,62
Césium 137	30 a	0,662

A noter que parmi les autres émetteurs artificiels que l'on serait susceptible de rencontrer il y a l'Argon 41 d'énergie 1,29 MeV (au voisinage d'un site nucléaire = piles du CEN-SACLAY).

c) les rayons cosmiques : alors que ce sont pratiquement les seuls agents ionisants au-dessus des océans, leur effet ne constitue au-dessus du sol qu'une faible part de l'ionisation. Certains auteurs notent de petites fluctuations dans leur intensité avec le temps et la latitude géographique. D'autre part V.F. Hess et R.P. Vancour [7] remarquent un accroissement possible de quelques pour cent de leur effet par les émissions secondaires des parois de l'enceinte. Cet accroissement est cependant négligeable dans notre cas surtout si l'on considère les faibles dimensions de la chambre par rapport à la portée de ces émissions.

Nous nous en tiendrons dans nos mesures à une valeur moyenne très proche de celles indiquées par différents auteurs. Israël [11] indique une valeur comprise entre 1,5 et 1,8 I/cm^3. s ; V.F. Hess et R.P. Vancour [7] ont mesuré près de New-York 1,88 I/cm^3. s et J. Clay [2] a trouvé à Amsterdam 1,66 I/cm^3. s. Par la suite nous attribuerons aux rayons cosmiques un apport de 1,7 I/cm^3. s.

C - *Absorption par la paroi :*

Dans le cas d'un pinceau étroit de rayonnement monoénergétique traversant un absorbant, le nombre de photons atteignant le détecteur est donné par une loi exponentielle de la forme :

$$N = N_o \, e^{-\mu_o x}$$

Nous savons d'autre part que l'absorption est due principalement à trois effets : effet photoélectrique, production de paires et effet Compton. Les deux premiers font complètement disparaître le photon alors que le troisième le laisse subsister en le modifiant sous forme d'énergie cinétique conférée à un ou deux électrons. Nous avons rapporté sur la figure 5 la courbe citée par W.J. Price [20 ; 24] donnant les variations du coefficient massique d'absorption linéaire des photons dans l'aluminium : μ_o en cm^2/g, en fonction de l'énergie ainsi que les composantes de ce coefficient suivant les trois effets qui le composent.

Considérant cette courbe et l'étude précédente de l'énergie des photons à détecter, nous pouvons distinguer d'une part les émetteurs ayant des énergies comprises entre 140 kev et 2,5 MeV pour lesquels l'absorption est essentiellement produite par effet Compton et d'autre part ceux dont l'énergie est comprise entre 30 et 100 KeV. Ces derniers pour lesquels l'absorption sera importante appartiennent uniquement aux trois grandes chaînes de désintégration des produits naturels avant émanation. Cependant leur importance relative est faible d'autant plus que, si l'on considère la courbe de T. Rockwell [21], figure 6, ces rayonnements ont un pouvoir ionisant de 4 à 10 fois inférieur à celui des rayonnements d'énergie comprise entre 0,5 et 2,5 MeV.

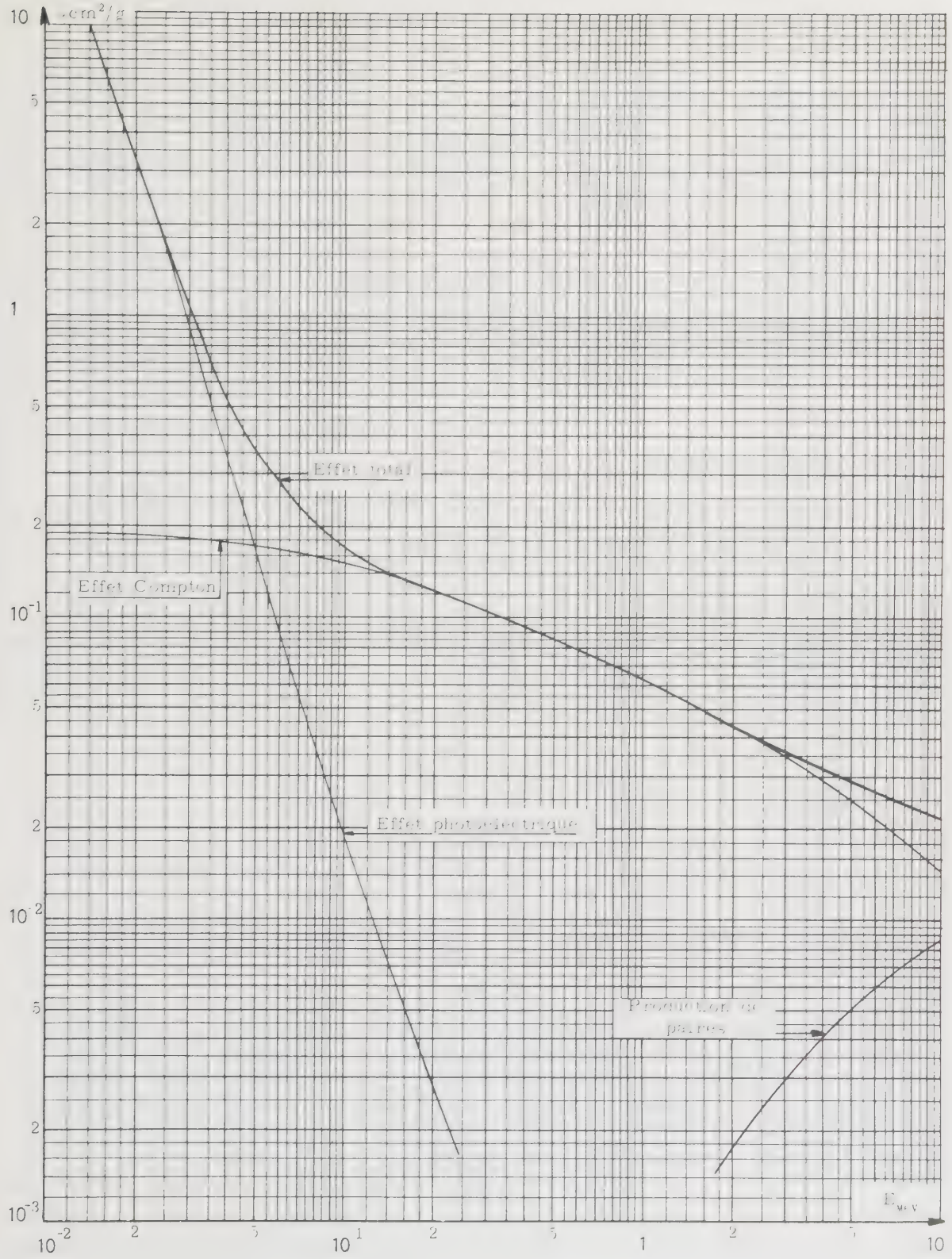


Figure 5 - Coefficient d'absorption des photons dans l'aluminium.

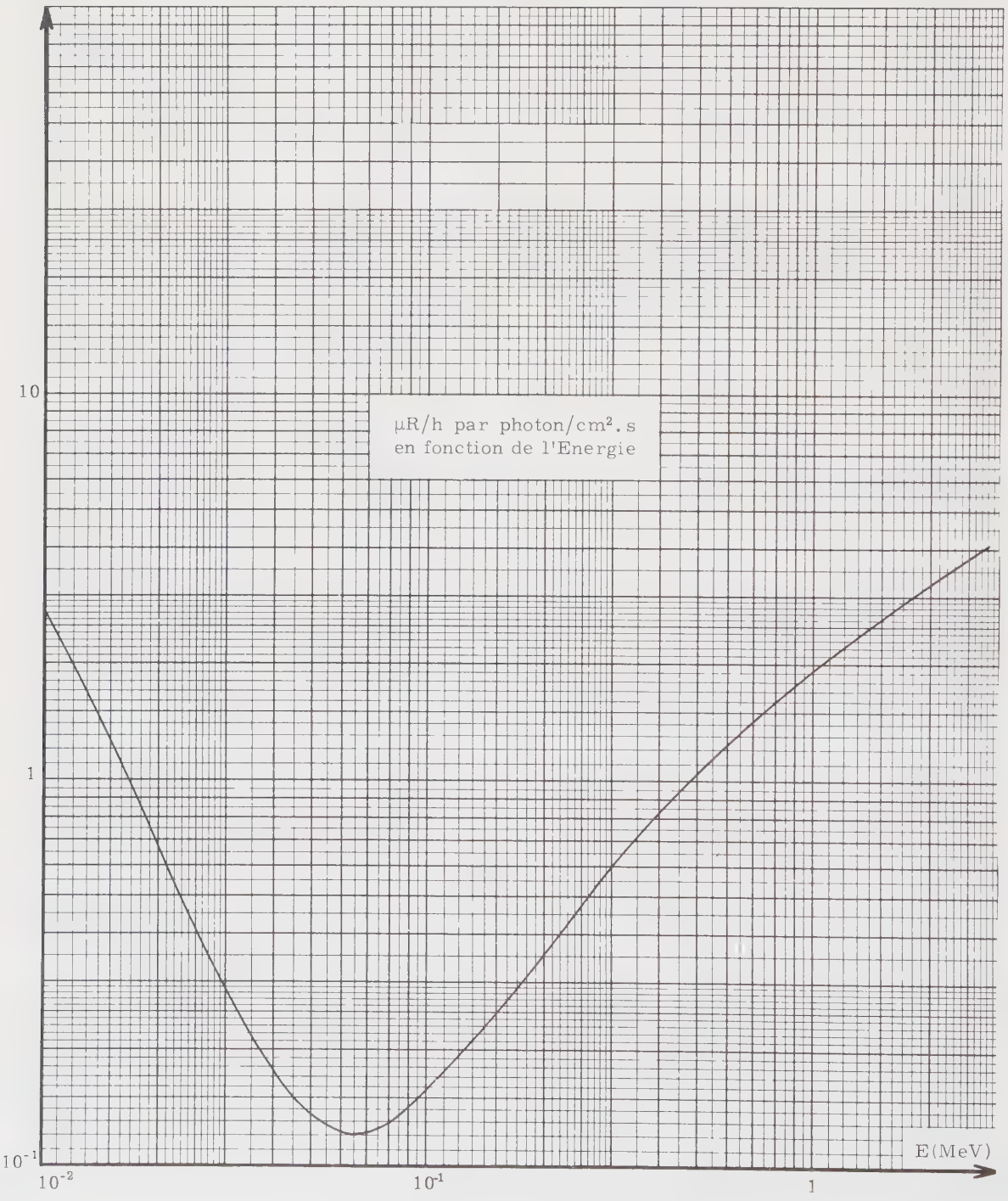


Figure 6 - Ionisation par les photons [21].

L'absorption par la paroi de la chambre telle qu'elle affectera essentiellement nos mesures concernera donc des photons dont l'énergie est comprise entre 0,14 et 2,5 MeV et sera produite par effet Compton.

Or, dans ce cas, la loi exponentielle indiquée auparavant est inutilisable. Elle n'est en effet valable que pour un mode d'absorption par tout ou rien, les électrons secondaires produits étant eux aussi éliminés de la mesure. Par contre elle n'est plus utilisable lorsque le photon incident n'est que modifié avec transfert d'énergie à des électrons secondaires, l'absorbant définissant le détecteur. Nous nous trouvons donc avoir dans la chambre des photons ionisants identiques aux photons incidents, des photons diffusés ayant subi une perte d'énergie et des électrons secondaires. Le phénomène est alors très complexe et il nous est impossible de le formuler par lui-même et à plus forte raison en tenant compte de la géométrie de la chambre.

Sur le plan théorique nous pouvons donc conclure que pour la faible proportion de rayonnement de basse énergie en provenance du sol, nous commettrons une erreur appréciable mais que pour tous les autres rayonnements, la présence de la paroi n'affectera guère nos mesures. Les conséquences de l'effet Compton seront peu importantes et on peut penser que, dans une certaine mesure, il y aura compensation entre la diminution du pouvoir ionisant des photons diffusés et l'augmentation d'ionisation apportée par des électrons secondaires. L'erreur ne devra pas dépasser quelques pour cent ainsi que le vérifieront les expériences suivantes.

II.1.2. Vérification expérimentale.

A - *Effet directionnel de la chambre :*

Pour vérifier expérimentalement les conclusions de l'étude théorique précédente nous avons utilisé des sources d'émetteurs γ ayant des activités et des énergies bien définies.

Il nous faut déterminer auparavant la direction suivant laquelle on devra exposer la chambre au rayonnement de ces sources considérées comme ponctuelles étant donné les distances choisies. En effet de par sa configuration, la chambre n'a pas la même sensibilité suivant toutes les directions. Ainsi une source de ^{60}Co de 48,1 mCi placée à une distance de 9 m et à une hauteur correspondant à l'axe de l'électrode centrale nous a donné les résultats représentés graphiquement sur la figure 7. Les valeurs ont été corrigées pour tenir compte du défaut de saturation (10 % en moyenne) suivant la méthode théorique définie en II.1.2. Notons que l'expérience a été effectuée en plein air, l'axe de la chambre étant à 1 m du sol ; les effets de la rétrodiffusion sont ainsi négligeables.

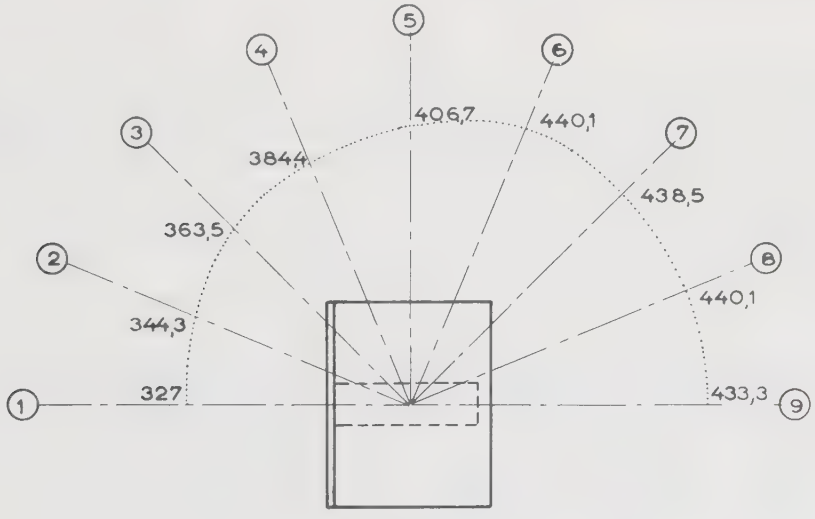


Figure 7

La moyenne des résultats a été effectuée graphiquement et donne 402,5 I/cm^3.s ce qui correspond sensiblement à la direction (5). Par la suite les mesures expérimentales et notamment l'étalonnage seront toujours effectués pour cette direction moyenne. En effet lors de la mesure de la radioactivité ambiante de l'air aussi bien que du sol nous supposerons toujours les rayonnements isotropes.

B - *Vérification directe sur la chambre utilisée :*

Rappelons la relation qui existe entre la quantité théorique I_t de paires d'ions créée par cm^3 et par seconde dans une chambre d'ionisation et l'intensité N.E du rayonnement :

$$I_t = \frac{N\,E}{W} \cdot \frac{M}{V} \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{air} \cdot B$$

où : N est le nombre de photons par cm^2 et par seconde au point où est située la chambre.

E, l'énergie des photons en eV.

W, l'énergie en eV nécessaire pour créer une paire d'ions dans l'air soit 34 eV, valeur couramment admise.

M, la masse d'air en grammes contenue dans le volume d'ionisation.

V, le volume d'ionisation en cm^3.

$\frac{\mu}{\rho}$ air, le coefficient massique d'absorption vraie de l'air vis-à-vis des γ considérés, exprimé en cm^2/g.

B, sensiblement égal d'après le principe de Bragg-Gray à S_{air}/S, rapport des pouvoirs d'arrêt électroniques de l'air et de la matière constituant la paroi vis-à-vis des électrons secondaires produits par les γ.

Dans le cas d'une source d'activité C exprimée en mCi et placée à une distance d exprimée en cm on a :

$$I_t = 4{,}48.10^8 \cdot \frac{C\,K}{d^2} \cdot \frac{M}{V} \cdot B$$

où : K est le coefficient spécifique d'émission du radioélément considéré.

Afin d'appliquer cette dernière relation à l'expérience effectuée déterminons préalablement :

- le rapport M/V : sa valeur a été établie lorsque nous avons précisé en II. I. 1. les conditions de remplissage de la chambre d'ionisation.

$$\frac{M}{V} = 1{,}193.10^{-3}\ g/cm^3$$

- B qui est dans notre cas très différent de 1 puisque la paroi est en aluminium, matériau de numéro atomique peu voisin de celui de l'air. Afin de vérifier si les conclusions de l'étude théorique précédente sont valables, nous prendrons B = 1. Nous verrons ainsi dans quelle mesure les émissions secondaires de la paroi viennent compenser l'absorption des γ, l'arrêt des électrons secondaires émis par les γ et l'effet directionnel de la chambre.

Le nombre de paires d'ions qui devrait être mesuré serait pour C = 48,1 mCi ; d = 9 m ; K = 13,2 [3 ; 19] :

$$I_t = 419\ I/cm^3.s$$

La valeur trouvée expérimentalement suivant la direction (5) était de 406,7 $I/cm^3.s$. Si l'on retranche la valeur naturelle ambiante au moment de l'expérience soit 5,8 $I/cm^3.s$, on obtient 400,9 $I/cm^3.s$ qui est dans un rapport de 0,957 avec la valeur théorique.

Le rendement de la mesure peut donc être d'ores et déjà considéré comme voisin de 96 % ainsi que le confirme une autre série d'expériences décrites ci-après.

C - *Vérification indirecte à l'aide d'une chambre sans paroi :*

Nous avons utilisé la chambre sans paroi décrite au Chapitre IV pour la mesure de l'intensité totale d'ionisation. A l'aide d'une paroi amovible de 2,5 mm d'épaisseur d'aluminium on a pu évaluer l'absorption éventuelle.

Deux sources de rayonnement γ ont été placées successivement à 60 cm de l'axe de cette chambre perpendiculairement en son milieu. Les sources étaient recouvertes d'une plaquette de 1 mm de plexiglass afin d'arrêter l'émission β.

Pour ces expériences la chambre était placée dans un laboratoire à bas bruit de fond ; l'activité totale ambiante étant constante ainsi qu'on a pu le vérifier entre chaque mesure soit : 7,5 I/cm^3. s

source de Co^{60} : 1,17 et 1,33 MeV ; 6,47 µCi

- sans paroi : 13,6 I/cm^3. s
- avec paroi : 13,1 I/cm^3. s soit 96,3 %

source de Cs^{137} : 0,662 MeV ; 3,18 µCi

- sans paroi : 2 I/cm^3. s
- avec paroi : 1,9 I/cm^3. s soit 95 %

Ces résultats confirment la valeur du rendement que l'on proposait au paragraphe précédent.

II. 2. Etalonnage - Sensibilité.

La sensibilité de la chambre est définie par la relation pratique à utiliser pour déduire du courant mesuré en ampères, la quantité réelle de paires d'ions créée dans l'atmosphère au point de mesure.

Nous utiliserons pratiquement la courbe de T. Rockwell [21], (fig. 6) établissant en fonction de l'énergie du rayonnement le nombre de roentgen/heure par photon/cm^2. Notons que 1 paire d'ions par cm^3 et par seconde correspond à 1,73 µR/h.

La relation donnant le nombre théorique de paires d'ions créées par une source de C curies d'un radioélément, placé à d cm est :

$$I = 3,7.10^{10} \cdot \frac{C}{4 \pi d^2} J . \lambda$$

où : J est le nombre de paires d'ions par cm^3 et par seconde, par photon par cm^2 donné par la courbe de T. Rockwell.

λ, un coefficient qui tient compte du fait que J est donné pour des conditions de température et pression normale. Nos mesures s'effectuant dans les conditions précisées en II. I. 1., λ vaut 0,923.

En application de la relation ainsi définie nous avons utilisé deux sources d'énergies bien différentes et fait varier le paramètre d.

a) Source de ^{60}Co :

activité : 48,1 mCi ± 4 %

ionisation : 2,15 10^{-6} R/h ou 1,24 I/cm^3. s par photon/cm^2 de 1,17 MeV
2,38 10^{-6} R/h ou 1,37 I/cm^3. s par photon/cm^2 de 1,33 MeV

soit : 2,61 I/cm^3. s

Le tableau ci-dessous donne en fonction de d, la valeur théorique de I, la valeur du courant mesuré i avec correction de défaut de saturation suivant la méthode décrite en I. 2. et déduction faite du courant correspondant à l'ionisation ambiante lors de la mesure ; et la sensibilité σ qui s'en déduit.

$d_{(m)}$	$I_{(I/cm^3.s)}$	$i_{(10^{-12}\ A)}$	$\sigma_{(10^{-14}\ A/I/cm^3.s)}$
12	236,84	4,31	1,82
10	341,06	6,18	1,812
9	421,06	7,71	1,831
8	532,91	9,85	1,848
6	941,83	17,29	1,836
5	1 364,24	25,1	1,84

Ceci donne une sensibilité moyenne de :

$1,83.10^{-14}$ A/I/cm^3. s

b) Source de ^{95}Zr + ^{95}Nb :

activité totale de la source : 55,75 µCi ± 3 % (les deux émetteurs ayant la même énergie).

ionisation : 1,55 10^{-6} R/h ou 0,896 I/cm^3.s par photon/cm^2 de 0,77 MeV.

$d_{(m)}$	$I_{(I/cm^3.s)}$	$i_{(10^{-12}\ A)}$	$\sigma_{(10^{-14}\ A/I/cm^3.s)}$
3	1,508	2,76	1,83
2	3,39	6,1	1,8

Ceci donne une sensibilité moyenne de :

$1,815.10^{-14}$ A/I/cm^3.s

Nous adopterons une sensibilité moyenne de $1,82.10^{-14}$ A/I/cm^3.s.

L'imprécision d'étalonnage ajoutée à l'erreur sur l'appareillage de mesure est de 5 %.

Remarque :

D'après la relation théorique donnant le courant d'ionisation dans une chambre on peut déduire le rendement de celle que nous utilisons :

$$i = 1,6.10^{-19}.q.V.$$

avec :

I, nombre de paires d'ions par cm^3 et par seconde.

V, volume de la chambre.

ρ, le rendement.

Le rendement de mesure que nous avions précédemment estimé à environ 96 % est en réalité après étalonnage de 94,8 %.

CHAPITRE III

MESURE DE L'INTENSITÉ D'IONISATION "α"

I - DISPOSITIONS PARTICULIERES DE LA CHAMBRE D'IONISATION -

I.1. Principe de la mesure.

L'intensité d'ionisation créée par l'émission α des produits radioactifs naturels gazeux ou fixés sur les aérosols sera mesurée par circulation de l'air ambiant dans la chambre. Le rayonnement γ ambiant interviendra mais nous n'aurons qu'à retrancher son effet, sa mesure étant faite parallèlement.

Les radioéléments naturels introduits dans l'enceinte sont aussi émetteurs β. Nous montrerons en III.II.2. qu'étant donné les dimensions de la chambre et l'énergie des rayonnements correspondants leur influence est très négligeable lors de la mesure de l'activité "α".

L'air est introduit dans le volume de mesure sans être filtré et il y aura à préciser : le débit de circulation de l'air et l'influence éventuelle du dépôt actif qui pourrait se produire à l'intérieur de la chambre.

I.2. Débit de circulation, dépôt actif et tension de saturation.

Le débit de circulation dans la chambre doit tenir compte de deux conséquences à caractère opposé :

- l'entraînement des ions par le courant d'air.
- la désintégration des produits radioactifs dans la chambre pendant le temps de passage de l'air.

Nous avons étudié expérimentalement les variations de la tension à appliquer en fonction du débit. Il est apparu qu'un débit de 80 l/mn permettait à la fois d'obtenir des courbes de saturation convenables et d'avoir un temps de passage de l'air assez court.

a) courbes de saturation : elles ont été tracées sur la figure 8 pour différents niveaux d'ionisation. On remarque que la saturation n'est jamais totalement atteinte car plus la tension augmente, plus on a tendance à capter les gros ions. En extrapolant la partie rectiligne des courbes, on définit le niveau de saturation qui serait obtenu si on ne collectait que les petits ions ; et on détermine ainsi la tension correspondante à utiliser. Cette tension varie suivant les niveaux d'ionisation et en choisissant 180 volts on ne commet pas d'erreur supérieure à ± 1 %.

b) entraînement des ions par le courant d'air : Israël [11] a établi une relation liant la mobilité k des ions, le débit v, la tension V et les caractéristiques du condensateur formant chambre :

$$k = \frac{v}{4\pi C V} = \frac{v \cdot \log \frac{R}{v}}{2\pi L V}$$ pour une chambre cylindrique.

Utilisant cette relation, on détermine L qu'il faudra pour capter un petit ion de mobilité 1,9 cm/s prenant naissance près de la paroi. On trouve ainsi une distance maximum de 9,7 cm. Or la chambre a une longueur de 44 cm et il ne pourrait y avoir d'inconvénient que dans les 10 cm proches de l'orifice de sortie de l'air. Cependant la paroi d'extrémité formant aussi électrode externe, le défaut est si minime qu'on n'a pas pu le déceler expérimentalement.

c) désintégration et formation de dépôt actif dans la chambre : si l'on considère la période du radon (3,8 jours), les périodes apparentes des produits de désintégration du radon (40 mn) et du

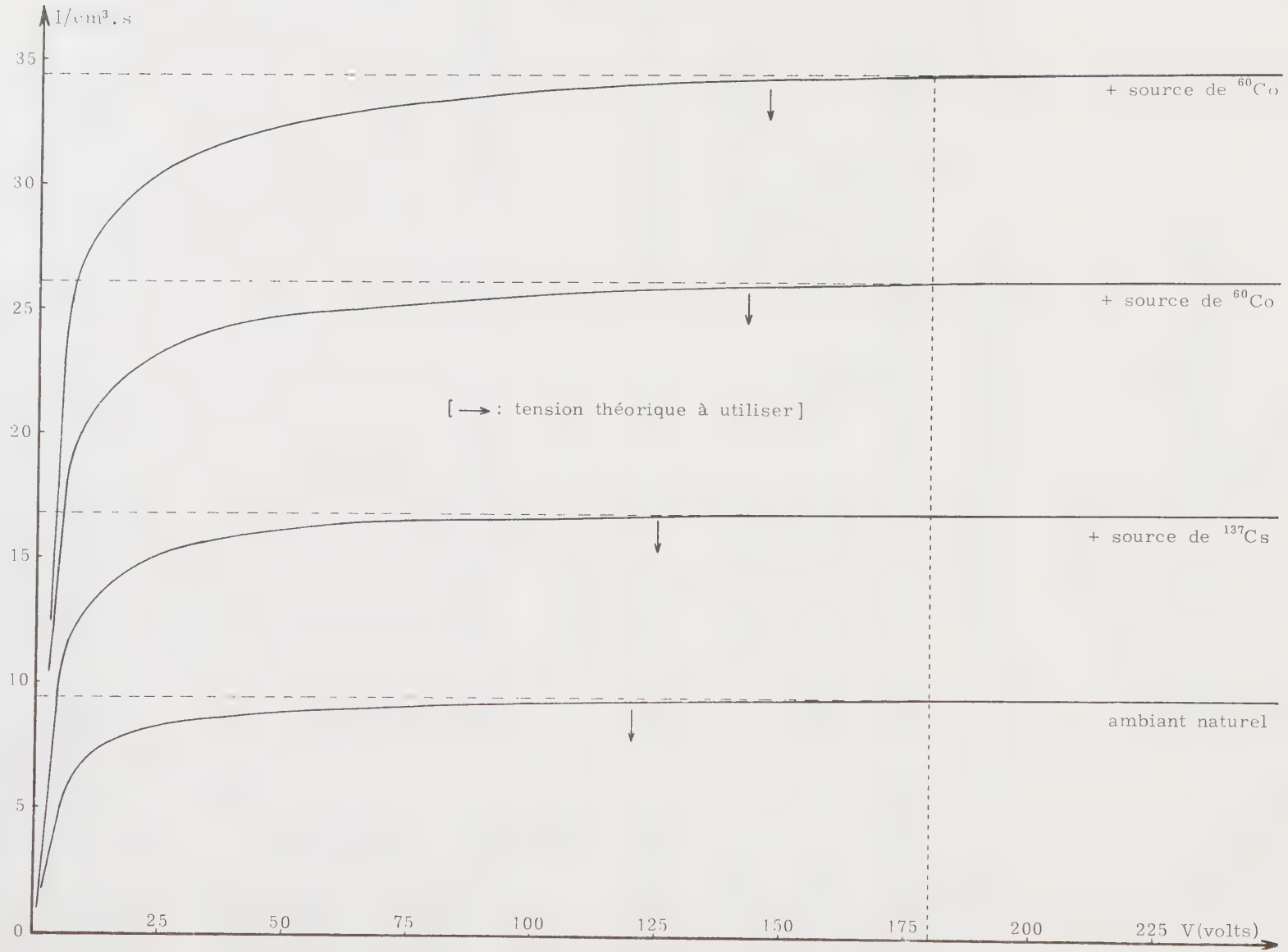


Figure 8 - Courbes de saturation (ionisation α).

thoron (11 heures), on peut estimer que la formation de dépôt actif dans la chambre sera minime pendant le temps de séjour de l'air introduit en circulation. Avec le débit qui a été choisi cette durée est de 90 s. Seuls le thoron et le thorium A de période courte pourraient être à l'origine d'un dépôt plus important mais en considérant les courbes de Jacobi [14] on s'aperçoit que leur proportion à 1 m du sol est faible. D'autre part l'air n'étant pas filtré à l'entrée de la chambre les aérosols introduits peuvent se déposer sur les parois. C'est pourquoi nous avons vérifié expérimentalement l'influence qui pourrait en résulter après une période de fonctionnement de trois demaines. Pour cela, on a fait circuler de l'air inactif dont la durée de stockage en bouteille étanche était de 6 mois. On mesurait alors l'acticité γ ambiante à laquelle s'ajoutait l'activité éventuelle α et β du dépôt actif. La même expérience répétée après une soigneuse décontamination n'a pas fait apparaître d'écart sensible. Afin de remédier par la suite à cette source possible d'erreur on a toujours décontaminé régulièrement la chambre.

II - SENSIBILITE DE LA CHAMBRE -

II.1. Sensibilité théorique.

Il ne sera pas nécessaire d'effectuer dans le cas présent un étalonnage expérimental. En effet, comme le parcours des "α" est faible, toute l'énergie du rayonnement est perdue par ionisation dans le volume. L'intensité d'ionisation sera donc mesurée avec un rendement de 1 à une correction près due à la présence de la paroi (II.3.).

Etant donné le volume V de la chambre la sensibilité théorique sera donc :

$$i = e.V.q = 1,92.10^{-14} \text{ A par I/cm}^3.\text{s}$$

Le rendement sera précisé ultérieurement ce qui établira la sensibilité exacte à adopter mais il faut auparavant considérer l'erreur qui serait susceptible d'être apportée par l'émission β des radioéléments introduits dans la chambre.

II.2. Ionisation dans la chambre par émission β.

La méthode utilisée pour déterminer la part de l'ionisation d'origine β qui sera mesurée par la chambre fait appel à plusieurs relations empiriques mais nous l'avons choisi pour sa simplicité car il s'agit seulement d'évaluer l'ordre de grandeur d'une erreur [5].

Les produits de désintégration du radon et du thoron émetteurs β sont : le Ra B (0,71 MeV), le Ra C (1,65 MeV) et le Ra C'' (1,9 MeV) ; le Th B (0,35 MeV), le Th C (2,25 MeV) et le Th C'' (1,8 MeV). La méthode utilisée est valable pour des énergies maximales supérieures à 0,6 MeV ce qui exclut le cas du Th B que nous traiterons à part.

L'énergie moyenne E_m de chacun d'eux peut être calculée avec une très bonne approximation à partir de l'énergie maximale $E_{max.}$ du spectre β par la relation empirique :

$$E_m = \frac{E_{max}}{3}$$

Désignons par l, le parcours moyen d'un rayonnement β dans la chambre. L'émission peut avoir lieu en un point quelconque avec une probabilité constante ; par suite le parcours sera limité par la paroi et sa valeur moyenne s'exprime en fonction des dimensions L et R de l'enceinte et d'un coefficient r qui tient compte de la rétrodiffusion sur la paroi. Ce facteur est une fonction croissante du numéro atomique du métal et vaut pour l'aluminium 1,3 [13].

A partir du rayon utile de la chambre : 23,7 cm et utilisant la relation proposée par H. Joffre [15] on aura un parcours moyen :

$$l = 0,76 . R . r = 23,4 \text{ cm}$$

Excluant le cas du Th B, remarquons que l'on doit bien utiliser cette valeur car elle est inférieure au libre parcours moyen du rayonnement de plus faible énergie soit du Ra B pour lequel $E_m = 0,24$ MeV. Utilisons la courbe de la figure 9 qui indique pour cette valeur : $l_m = 49$ cm. Cette courbe donnée par W. Heitler [6], représente $l_m = f(E)$ ou l_m est la portée dans l'air des électrons d'énergie égale à l'énergie moyenne E_m.

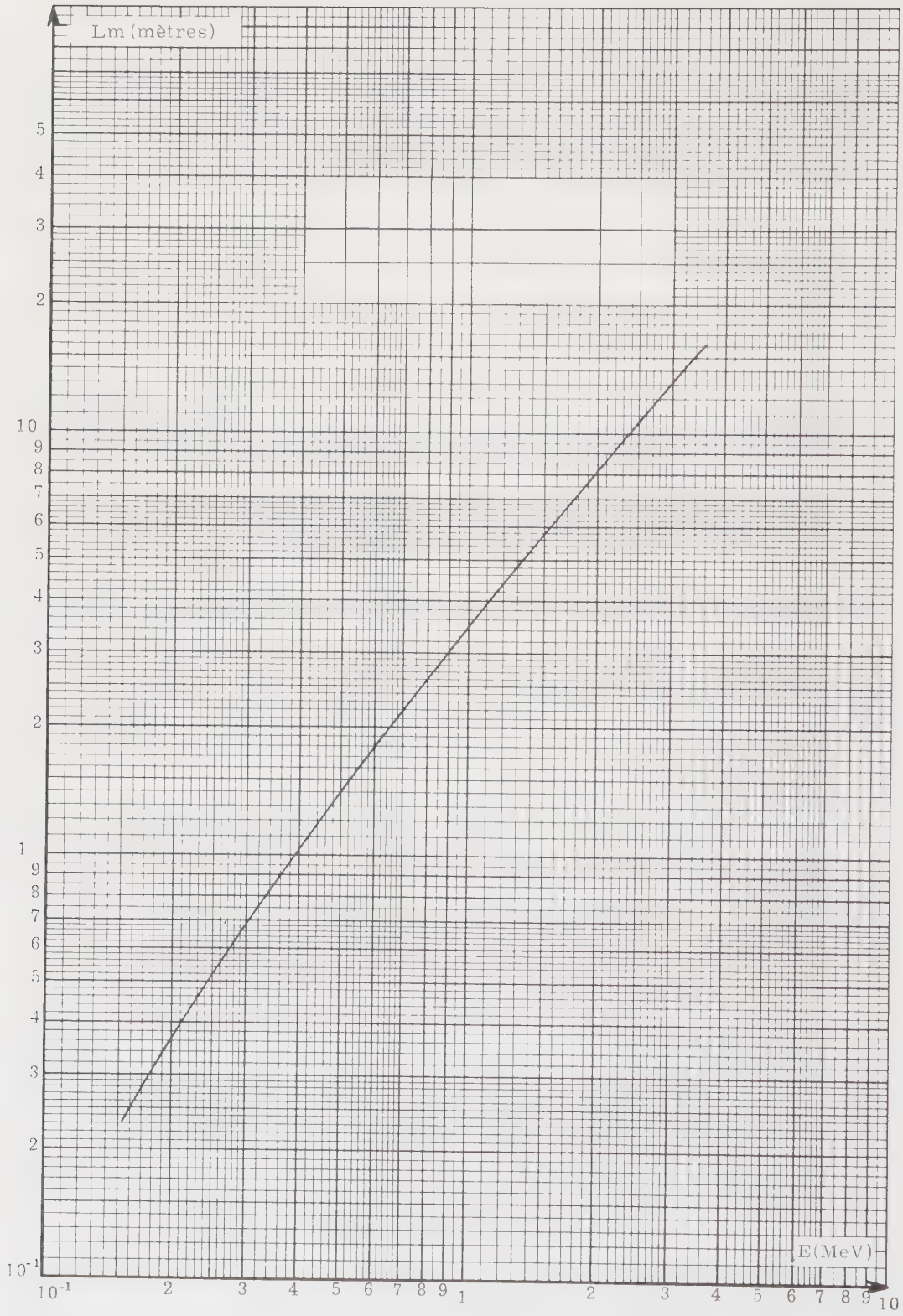


Figure 9 - Libre parcours moyen des β dans l'air. d'après W. Heitler [6].

L'ionisation spécifique de ceux-ci nous est donnée par la courbe rapportée sur la figure 10 soit par cm de parcours : 89 pour le Ra B, 60 pour le Ra C et 57 pour le Ra C''. Admettant qu'il y a équilibre radioactif dans l'enceinte de mesure cela donne pour le parcours : 4 820,4 paires d'ions pour les dérivés du Radon. Pour les dérivés du Thoron, on aurait de même 50 pour le Th C, 48 pour le Th C'' ; soit au total 2 293,2 paires d'ions. Pour le Th B (E_{max} = 0,35 MeV et E_m = 0,12 MeV) on calcule l'ionisation comme s'il s'agissait d'un émetteur α soit E_m/w = 3431,3 paires d'ions.

La plupart des mesures de concentrations atmosphériques publiées [17] indiquent pour le dépôt actif du radon une activité de 100 à 200 pCi/m^3 et pour le dépôt actif du thoron 2 à 3 pCi/m^3. Par suite, pour une activité exprimée par A Ci/cm^3, le nombre de paires d'ions sera donné par la relation :

$$I = 3,7.10^{10}\ A\ (0,98\ I_{radon} + 0,02\ I_{thoron})$$

avec $I_{radon} = 4\,820,4$ et $I_{thoron} = 5\,734,5$

soit pour 10^{-10} Ci/m^3 : 0,0178 I/cm^3. s.

Comparons ce résultat à celui que donnerait une même activité de rayonnement α dans la chambre. Désignant par A curies/cm^3 cette activité, le nombre de paires d'ions est :

$$I = 3,7.10^{10} \cdot A \cdot \frac{E}{W}$$

où w représente l'énergie nécessaire à la formation d'une paire d'ions soit 34 eV. Si l'on considère le radon en équilibre avec ses produits de désintégration on aura : le Rn (5,49 MeV), le Ra A (6 MeV) et le Ra C' (7,68 MeV).

$$\text{pour } 10^{-10}\ \text{Ci/m}^3 = 2,086\ \text{I/cm}^3.\text{s.}$$

Afin d'avoir l'ordre de grandeur de l'erreur commise prenons comme base la valeur du rapport β/α des activités des aérosols naturels. Pour des mesures effectuées aux environs de Saclay à l'aide des appareils du type E.A.R: 600, on admet environ un rapport de 1,5.

activité β $1,5.10^{-10}$ Ci/m^3 ou 0,0267 I/cm^3. s.

activité α 1.10^{-10} Ci/m^3 ou 2,086 I/cm^3. s.

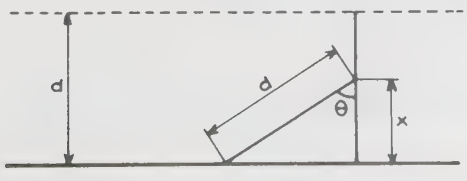
soit un apport des rayonnements β prenant naissance à l'intérieur de la chambre de 1,26 %. Afin d'en tenir compte nous affecterons les résultats de mesure de l'ionisation "α" d'un coefficient de réduction de 0,98.

II.3. Correction due à la présence de la paroi.

Nous désirons mesurer l'intensité d'ionisation créée par les rayons α de l'air ambiant dans un volume V délimité par une paroi. Il apparaît que l'on commettra une erreur car le volume lui-même est ionisé par les rayons prenant naissance dans la chambre mais il devrait l'être aussi par ceux ayant leur origine extérieurement à celle-ci, au voisinage de la paroi.

Si l'on désigne par d la portée des rayons α ; à une distance x de la paroi, l'angle solide dans lequel la trajectoire des rayons émis sera limitée est :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta) = 2\pi\left(1 - \frac{x}{d}\right)$$



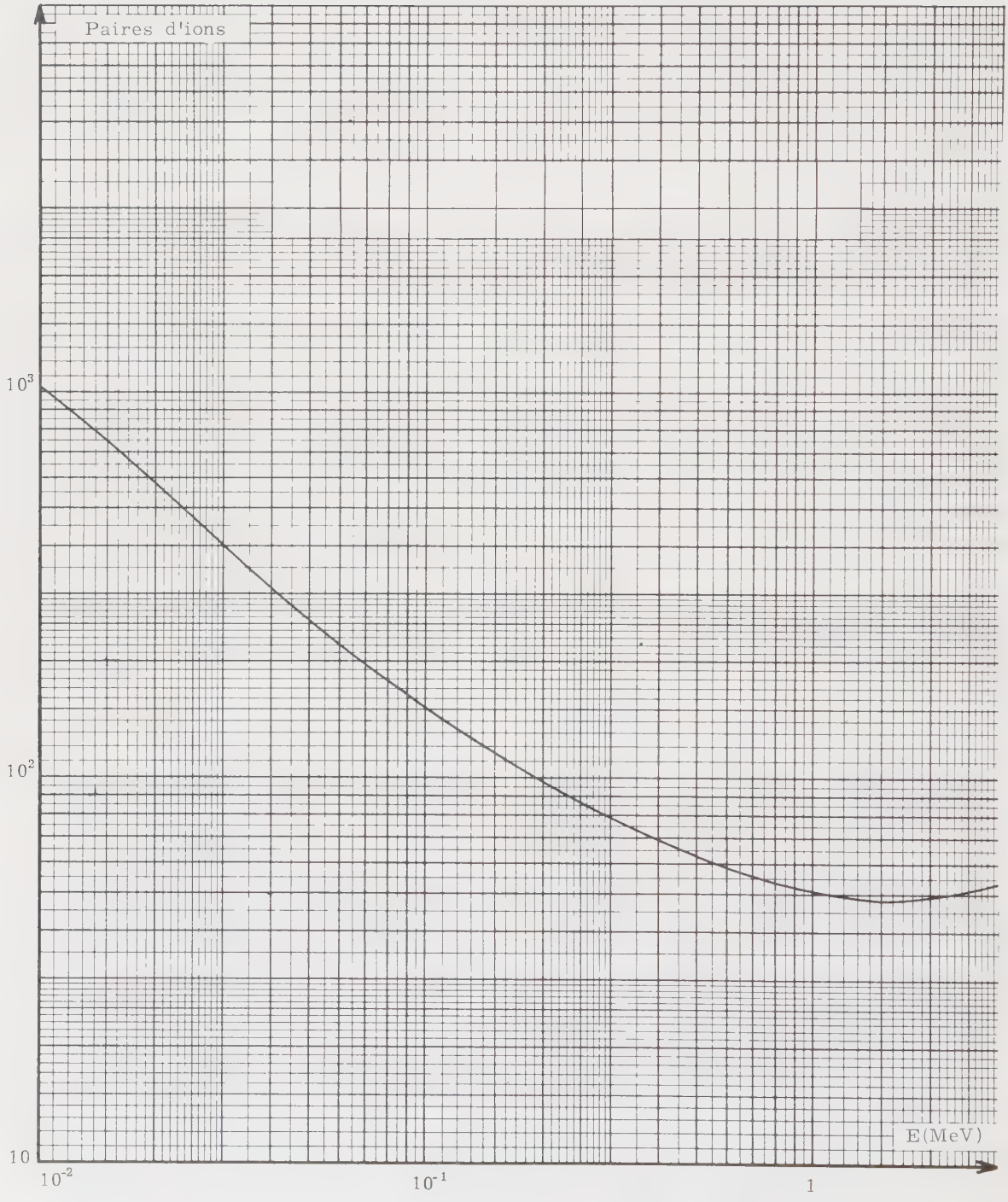


Figure 10 - Ionisation spécifique des électrons en fonction de leur énergie [5].

La valeur maximale de x est d ; la valeur moyenne de l'angle solide sera :

$$\Omega_m = \frac{2\pi}{d} \int_o^d \left(1 - \frac{x}{d}\right) dx = \pi$$

La distance moyenne correspondante sera telle que :

$$\Omega_m = \pi = 2\pi \left(1 - \frac{x_m}{d}\right)$$

$$x_m = \frac{d}{2}$$

Partant de la paroi, distinguons trois zones d'épaisseur d/2 : la région (a) à l'extérieur et les régions (b) et (c) à l'intérieur.

On peut estimer que la partie (b) est seule affectée par la présence de la paroi. Théoriquement elle devrait être ionisée par les rayons prenant naissance en (a), (b) et (c) mais ceux provenant de la zone (a) sont arrêtés. Admettant un coefficient 1 pour (a), 2 pour (b) et 1 pour (c) on a donc une réduction de 1/4 en (b).

Si on désigne par V le volume de la chambre et par v le volume intérieur à la paroi sur une épaisseur d/2, le courant mesuré sera :

$$I = i(V - v) + \frac{3}{4} iv = i\left(V - \frac{v}{4}\right)$$

i désignant le courant vrai d'ionisation par cm^3.

Lorsque l'on ne tient pas compte de la correction, on détermine un courant i' donné par :

$$I = i' . V .$$

La correction à apporter est telle que :

$$i' . V = i\left(V - \frac{v}{4}\right)$$

$$i = \frac{i'}{1 - \frac{v}{4V}}$$

Afin de faire apparaître le rapport S/V, le coefficient de correction pourra s'écrire :

$$k = \frac{1}{1 - \frac{v}{4S} \cdot \frac{S}{V}}$$

La valeur de v est fonction de la distance d. On admet que dans l'air, aux conditions normales, la portée des rayons peut se calculer pour des énergies comprises entre 4 et 7 MeV par la relation :

$$d = 0,324\ E^{3/2}$$

Les émetteurs que nous rencontrerons étant le radon, le thoron et leurs produits de désintégration, on a calculé une portée moyenne en tenant compte des différentes énergies : d = 5 cm

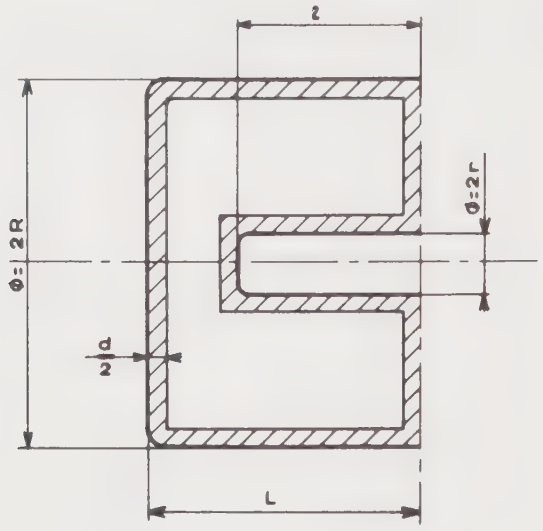


Figure 11

A partir des dimensions géométriques de la chambre on calcule son volume soit V = 120 000 cm^3 ; sa surface intérieure ainsi que celle de l'électrode centrale soit S = 15 375 cm^2 ; les rapports S/V = 0,128 et v/4S = 0,639. Notons que dans la formule empirique de Duane et Laborde telle qu'elle est citée par V.F. Hess et R.P. Vancour [7], ce dernier rapport a une valeur fixe égale à 0,572 ce qui est voisin de notre résultat.

Le coefficient de correction est k = 1,089 ce qui correspond à une erreur de mesure par défaut de l'ionisation α dans la chambre de 9 %.

Remarque :

Lors du dosage du thoron atmosphérique, Fontan [4] note qu'il a été géné par la présence de thorium dans l'aluminium de sa chambre de désintégration. Cela limitait sa sensibilité à $5,5.10^{-15}$ Ci/l, la surface des parois étant d'environ 10,5 m^2. On remarque qu'une activité identique ramenée aux dimensions de notre chambre n'entraînerait que 0,005 I/cm^3. s ce qui est très négligeable.

II.4. Sensibilité pratique.

La sensibilité théorique calculée en II.1. doit être corrigée pour tenir compte des différents coefficients évalués précédemment soit :

- ionisation par les "β" : 0,98
- présence de la paroi : 1,09

On avait déterminé pour 1 I/cm^3. s ; un courant de $1,92.10^{-14}$ A. En réalité ce courant correspondra à 1,068 I/cm^3. s et la sensibilité pratique sera de : $1,8.10^{-14}$ A par I/cm^3. s.

CHAPITRE IV

MESURE DE L'INTENSITÉ TOTALE D'IONISATION

IONISATION " β "

I - DISPOSITIONS PARTICULIERES DE LA CHAMBRE D'IONISATION -

I.1. Description.

La chambre représentée sur la figure 12 a un volume inférieur à celui des deux chambres de mesure "α" et "γ" pour des raisons de rigidité mécanique et de commodité d'utilisation. Le cylindre est formé par des tiges de laiton sur lesquelles on a fixé le grillage constituant l'électrode externe. Celle-ci sera portée à un certain potentiel que nous définirons ultérieurement mais on a disposé en plus à l'extérieur une enveloppe de mailles métalliques mise au potentiel de la masse. Cette grille a été réalisée comme l'électrode externe et placée à une distance supérieure au parcours des rayonnements α (5 cm).

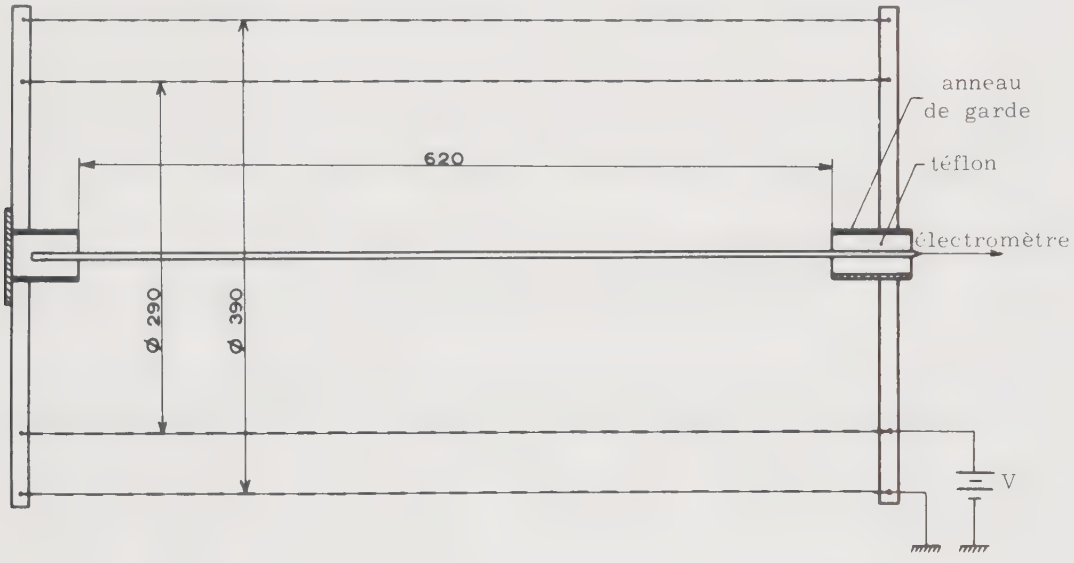


Figure 12 - Chambre pour la mesure de l'intensité totale d'ionisation.

Nous serons donc assurés :

- que les mesures seront, par cet écran de protection, à l'abri de toute perturbation extérieure (champs électriques parasites notamment).

- que toutes les émissions α prenant naissance hors de l'électrode mais à son voisinage ioniseront bien le volume utile (la correction de paroi étudiée au chapitre III ; II.3. pour la chambre de mesure α n'étant pas à faire ici).

De plus étant donné les dimensions de la chambre, la faible surface des électrodes et de la grille de protection, on peut négliger les effets des émissions α, β et γ du dépôt actif qui pourrait s'y former. Ceci est valable car la surface des électrodes représente environ 10 % de la surface théorique de la chambre et car il est toujours possible d'effectuer périodiquement une décontamination.

I.2. Courbes de saturation.

De même que nous l'avons étudié pour la chambre de mesure "α" (chapitre III ; I.2.), il est nécessaire d'éviter que la captation des gros ions présents dans le volume utile ne perturbe les résultats. On a donc tracé pour différents niveaux d'ionisation, les courbes de saturation correspondantes. La tension à utiliser est déterminée graphiquement (fig. 13) pour n'obtenir qu'un nombre de paires d'ions correspondant aux petits ions seuls. Remarquant que cette tension varie suivant les niveaux, nous avons choisi d'utiliser une tension de 31,5 volts ce qui, quelle que soit la mesure, n'entraîne pas d'erreur supérieure à ±1,5 %.

II - SENSIBILITE DE LA CHAMBRE -

II.1. Sensibilité théorique.

Il n'est pas possible d'effectuer un étalonnage global de la chambre. Nous ne pourrons le faire que séparément pour les rayonnements γ et définir les corrections pour les mesures α et β.

Si V désigne le volume utile de la chambre, la sensibilité théorique sera donnée par : $i = e.V. = 0,64.10^{-14}$ A par I/cm³.s.

II.2. Etalonnage "γ".

Nous reprenons les résultats expérimentaux cités au chapitre II ; II.1.2. de l'étude de l'absorption par la paroi de la chambre "γ" soit en utilisant deux sources de ^{60}Co et de ^{137}Cs placées à 60 cm de l'axe de la chambre.

Utilisons la relation donnant le nombre de paires d'ions créées par une source de C curies d'un radioélément émetteur γ placé à d cm :

$$I = 3,7.10^{10} \cdot \frac{C}{4\pi d^2} \cdot J$$

où : J est le nombre de paires d'ions par cm³ et par seconde, par photons par cm² donné par la courbe de T. Rockwell (fig. 6).

a) Source de ^{60}Co :

activité : 6,47 μCi ± 3 %

ionisation : $2,15\ 10^{-6}$ R/h ou 1,24 I/cm³.s. par photon/cm² de 1,17 MeV
$2,38\ 10^{-6}$ R/h ou 1,37 I/cm³.s. par photon/cm² de 1,33 MeV

soit : 2,61 I/cm³.s.

Théoriquement on devrait obtenir 13,8 I/cm³.s. et le courant mesuré est de $8,7.10^{-14}$ A ce qui correspond en utilisant la sensibilité théorique à 13,6 I/cm³.s. Le rendement calculé est donc ici : 98,6 %.

b) Source de ^{137}Cs :

activité : 3,18 μCi ± 3 %

ionisation : $1,35\ 10^{-6}$ R/h ou 0,78 I/cm³.s. par photon/cm² de 0,662 MeV.

Théoriquement on devrait mesurer 2,03 I/cm³.s. et le courant mesuré est de $1,3.10^{-14}$ A ce qui correspond à partir de la sensibilité théorique à 2 I/cm³.s. Le rendement est dans ce cas de 98,4 %.

L'imprécision sur l'étalonnage des sources apparaît tant dans le calcul que dans l'expérience. Toutefois, nous adopterons pour la sensibilité de mesure γ un rendement de 98 %.

II.3. Correction de mesure β.

Il n'est pas possible de procéder à un étalonnage direct de la chambre pour les rayonnements β. Certes nous avons pu nous assurer qu'une source ponctuelle émettrice β entraînait bien une déviation de l'appareil de mesure. Par contre, de par la nature du rayonnement β on ne peut déterminer le nombre théorique de paires d'ions à mesurer avec une source donnée placée à une certaine distance de la chambre. On ne peut que s'assurer de la sensibilité de l'appareil aux émissions β. Pour faire un véritable étalonnage il faudrait utiliser un gaz émetteur β réparti de manière homogène dans une enceinte au centre de laquelle serait la chambre et dont les dimensions

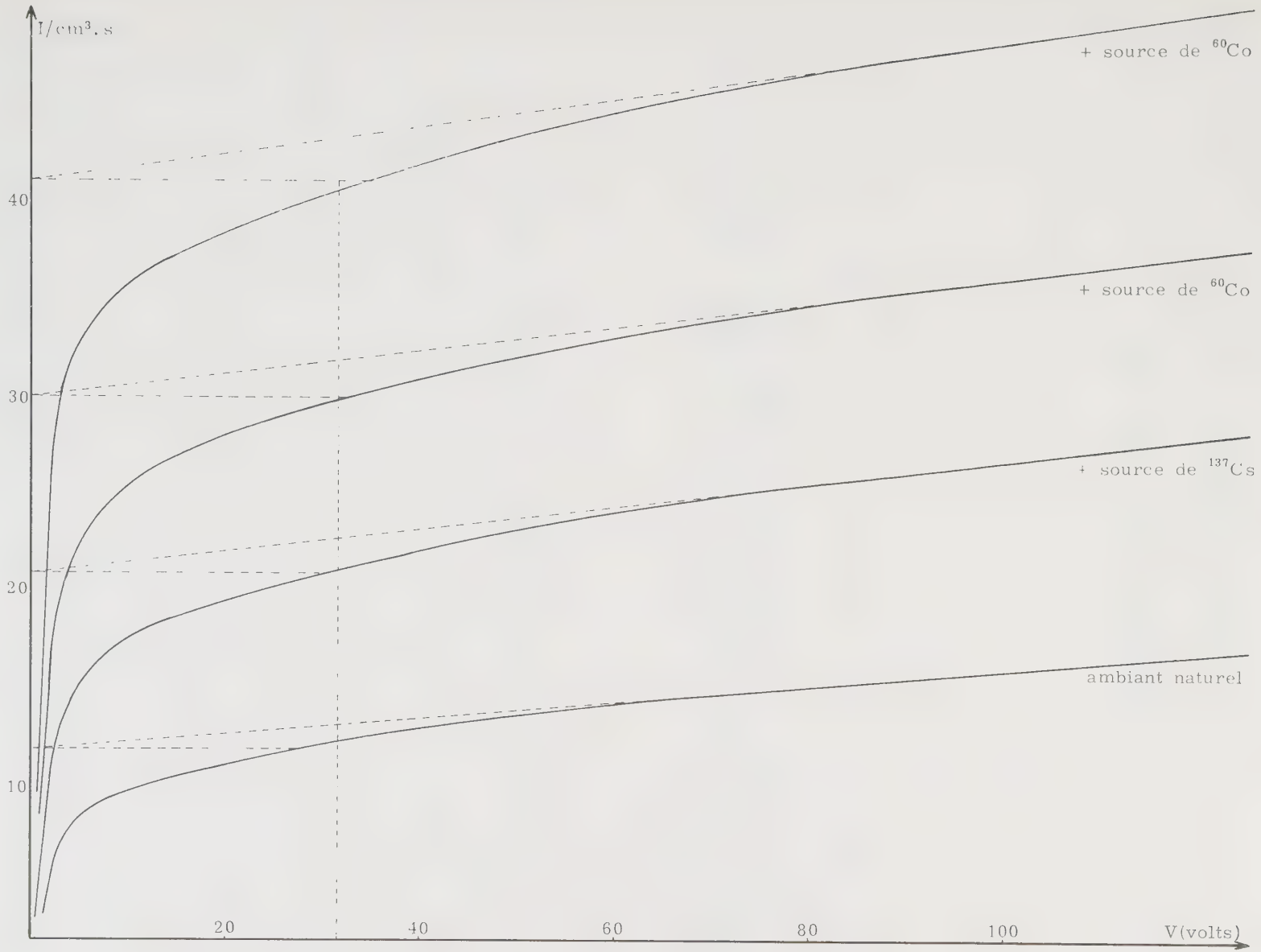


Figure 13 - Courbes de saturation (intensité totale d'ionisation).

correspondraient au libre parcours moyen dans l'air des β utilisés ce qui est matériellement irréalisable.

Nous pouvons calculer la correction à faire pour tenir compte de la géométrie de la chambre. En effet les deux extrémités sont constituées par des disques en plexiglass d'épaisseur 1 cm, recouverts de plaques de laiton d'épaisseur 1 mm. Les rayonnements β provenant de certaines directions seront donc absorbés. En admettant que le rayonnement est isotrope, on évaluera l'angle solide moyen suivant lequel on voit de l'électrode centrale, les parois d'extrémité.

Désignant par L : la longueur totale de la chambre, r : le rayon des flasques et x : l'abscisse d'un point de l'électrode centrale on aura :

$$\Omega_1 = 2\pi \left[1 - \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}} \right] \qquad \text{et} \qquad \Omega_2 = 2\pi \left[1 - \frac{L - x}{\sqrt{r^2 + (L - x)^2}} \right]$$

$$\Omega_m = \frac{1}{L} \int_0^L (\Omega_1 + \Omega_2)\, dx$$

$$\Omega_m = 4\pi \left[1 - \frac{\sqrt{r^2 + L^2} - r}{L} \right] = 0,58\pi$$

Cela représente un secteur moyen d'absorption qui entraîne une évaluation par défaut de 14,5 % de l'intensité d'ionisation β.

II.4. Correction de mesure α.

L'effet de paroi étudié au chapitre précédent est négligeable dans le cas présent car le grillage constituant l'électrode externe présente une surface d'absorption inférieure à 10 % de la surface totale. De plus on n'a pas à tenir compte des parois d'extrémité, le volume de mesure étant défini par la longueur utile de l'électrode centrale dont les extrémités possèdent des anneaux de garde de 4 cm de longueur.

II.5. Sensibilité pratique.

Le courant mesuré par la chambre peut se décomposer en trois courants d'ionisation correspondant à :

- l'ionisation déterminée par la chambre de mesure γ, corrigée en fonction de la pression et de la température ambiante, mais donnée ici avec un rendement de 0,98.

- l'ionisation mesurée dans la chambre α, toutes corrections effectuées, et donnée ici en valeur exacte.

- l'ionisation β ambiante mesurée avec un rendement de 0,855.

Si l'on désigne par I_t l'intensité totale d'ionisation, en utilisant la sensibilité théorique on aura :

$$I_t = 0,98\, I_\gamma + I_\alpha + 0,85\, I_\beta$$

La connaissance des intensités d'ionisation α et γ permet de déduire la valeur de celle des rayonnements β. Cependant la précision de ce calcul est très faible car si l'on tient compte des erreurs sur I_γ : 5 % ; I_α : 2,4 % ; I_t = 2,4 % ; l'erreur sur I_β est importante. Pour fixer les idées prenons l'exemple d'une mesure courante faite au C.M.A.G. et donnant : $I_t = 9,8$: $I_\gamma = 6$ et $I_\alpha = 3$. On trouve ainsi $I_\beta = 1,08 \pm 0,62$ I/cm³.s. L'imprécision est forte et cela d'autant plus que la valeur de I_β est toujours faible par rapport aux autres composantes. Nous n'aurons donc qu'un ordre de grandeur de l'ionisation β et nous ne pourrons que constater que de toute manière sa part est toujours faible dans le bilan de l'intensité totale d'ionisation.

DEUXIÈME PARTIE

RÉSULTATS DES MESURES

INTRODUCTION -

Le matériel que nous avons décrit et étalonné a été utilisé pour effectuer plusieurs séries de mesure en des lieux géographiques différents :

a) la région parisienne : au Centre de Mesures Atmosphériques de Guyancourt (C.M.A.G.) ; au C.E.N. Saclay ; au Moulon, station située à 4 km de Saclay et à Chatenay-Malabry.

b) division minière du C.E.A. : à la station de Villard située à 1 km à l'est des mines et de l'usine de traitement du minerai d'uranium de Bessines s/ Gartempe (Haute-Vienne).

c) au voisinage de la mer : station des Hauts-Marais proche du Centre de La Hague.

Après avoir précisé les conditions pratiques des mesures on étudiera et discutera séparément les résultats obtenus pour chacune des composantes de l'intensité totale d'ionisation : α, β et γ ; et un bilan récapitulatif permettra de comparer les résultats obtenus sur les différents sites.

I - CONDITIONS PRATIQUES DES MESURES -

La chambre d'ionisation γ est placée en plein air, son axe étant à 1 m du sol dans des conditions pratiques qui ont été précisées au chapitre II, I.3. Cependant, pour chaque endroit et avant chaque série d'enregistrement, cette chambre a été utilisée pour effectuer une mesure préliminaire afin d'évaluer la part d'ionisation γ dans la valeur indiquée par la chambre à circulation. En effet la chambre de mesure α fonctionne à l'intérieur de la station d'essais et il y aura lieu de retrancher la valeur dite "γ intérieur". A noter que l'on admet ainsi qu'à l'intérieur d'un bâtiment l'intensité d'irradiation γ ne varie pas. On a pu s'en assurer expérimentalement sur des durées de quelques semaines et on peut le justifier par le fait que les rayonnements γ extérieurs, sauf les cosmiques, sont très absorbés par les murs et que leurs variations ne sont alors plus détectables. Par contre les matériaux constituant ces mêmes murs sont émetteurs γ créant ainsi un bruit de fond non négligeable et constant. Des expériences ont été faites au C.M.A.G. pour constater ces phénomènes à savoir :

- $3,9 \pm 0,2$ I/cm^3. s. à l'intérieur du bâtiment pendant 1 mois ce qui peut être considéré comme constant en tenant compte de l'erreur de 5 % dont sont entachées les mesures γ.

- $6 \pm 0,5$ I/cm^3. s. à l'extérieur ce qui met en évidence des variations non appréciables à l'intérieur.

La chambre à circulation pour la mesure α étant à l'intérieur, le prélèvement de l'air s'effectue à l'aide d'un tuyau à paroi lisse dont l'extrémité est fixée à 1 m du sol de façon bien dégagée de tout bâtiment. En effet cela est une condition importante pour s'assurer d'une mesure correspondant à l'émanation naturelle du sol. De plus, faisant varier de 2 à 10 m la longueur du tuyau d'aspiration on a pu s'assurer que cela n'avait pas d'influence appréciable sur les mesures.

La chambre de mesure de l'intensité totale d'ionisation est utilisable, de par sa réalisation, pour des enregistrements de durée limitée et dans des conditions atmosphériques favorables (temps sec et vent faible). Elle est alors placée à l'extérieur sur un léger support de manière que l'axe de la chambre se situe à 1 m du sol.

II - INTENSITE D'IONISATION DUE AUX RAYONNEMENTS γ -

Tous les résultats énoncés ci-après s'entendent déduction faite de la part attribuée aux rayons cosmiques soit : 1,7 I/cm^3. s. (voir au Chapitre II, II.1.1.).

Les rayonnements γ ont pratiquement leur origine dans le sol. La contribution des aérosols, descendants solides du radon et du thoron, est très faible. Une expérience faite au C.M.A.G. nous a permis de le vérifier : la chambre a été placée sur un socle et entourée sur ses quatre faces d'une épaisseur de 10 cm de plomb. L'ionisation γ ambiante qui était de 6 I/cm^3. s. est passée dans ces conditions à 1,9 I/cm^3. s. Déduction faite de la part des rayons cosmiques et tenant compte de la géométrie de la surface d'absorption on peut estimer que l'activité de l'air crée au maximum 0,2 I/cm^3. s. Il faut cependant faire une exception pour les divisions minières où l'on a pu observer que lorsque le vent soufflait en provenance de la mine, parallèlement à une montée d'activité α on notait une montée d'activité γ en provenance de l'air. Sur tous les autres sites les montées d'activité α, identiques aux précédentes mais produites par exemple lors d'une inversion de température, n'étaient jamais accompagnées du même phénomène en γ, du moins d'une manière sensible pour l'appareillage de mesure.

Les variations de l'ionisation γ peuvent être interprétées à partir de deux critères :

- le lieu de mesure (nature géologique différente) par observation directe des résultats.
- les variations de pression et de température en ce lieu (correction définie au chapitre II, I.1.) qui sont définies théoriquement.

a) l'état physique de l'air introduit dans la chambre demeurant identique pour toutes les mesures on peut faire des comparaisons suivant la nature du sol. Les valeurs indiquées sont des moyennes car en réalité on a obtenu avant déduction de l'action des rayons cosmiques, des écarts de 0,5 I/cm^3. s. au maximum. Si l'on tient compte des 5 % d'erreur, on remarque qu'il y a quand même des fluctuations appréciables mais on n'a pas pu les retrouver périodiquement ni les relier aux conditions météorologiques. Seuls des enregistrements sur plusieurs mois voire plusieurs années auraient peut-être permis de trouver une justification précise mais à priori d'importance toute relative car les écarts sont faibles.

- C.M.A.G. : 4,3 I/cm^3. s.
- C.E.N. Saclay : 4,4 I/cm^3. s.
- Le Moulon : 4,1 I/cm^3. s.

soit une moyenne de 4,3 I/cm^3. s. pour le plateau de Saclay.

- Chatenay-Malabry : 3,3 I/cm^3. s.
- La Hague : 3,65 I/cm^3. s.
- Villard : 6,3 I/cm^3. s.

Dans le cas d'un vent soufflant de la mine, on se reportera à la représentation graphique des enregistrements (fig. 15b) qui met en évidence des montées d'ionisation γ à 6,8 et jusqu'à 8,3 I/cm^3. s.

b) les variations avec la pression et la température en un même lieu sont notables. Afin de fixer l'ampleur des écarts prenons des cas extrêmes en partant de la valeur moyenne sur le plateau de Saclay soit 4,3 I/cm^3. s. pour t = 17°C et p = 993 mb.

t(°C)	p(mb)	I/cm^3. s.
20	1 033 980	4,42 4,2
0	1 033 980	4,75 4,51

Entre un été pluvieux (basse pression) et un hiver de froid sec (haute pression) les écarts peuvent être de 12 %. Ces variations n'ont toutefois pas pu être enregistrées directement car la mesure γ impose que l'air introduit dans la chambre soit exempt de radon. Or on ne peut concilier cette condition à celle qui consisterait à maintenir en permanence la pression et la température identiques à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre. Nous avons toutefois tenu compte de ces variations dans le cas de la chambre à circulation car elles sont alors détectées. Elles modifient la part de l'ionisation γ que l'on soustrait de la valeur mesurée afin d'obtenir l'intensité d'ionisation α.

Remarque :

Lors des expériences faites à la station du Centre de Saclay, on a pu fréquemment observer des montées importantes de l'ionisation γ, dues aux rejets d'Argon 41 des piles situées à 800 m du lieu de mesure. Cela s'est traduit par des pointes de très courte durée dont l'intensité variait suivant la diffusion du panache, la direction du vent étant bien précise. On a ainsi enregistré des pics correspondant à une augmentation d'ionisation de 5 à 14 $I/cm^3.s$. On retrouvait des montées analogues sur la chambre de mesure α placée à l'intérieur de la station, mais de moindre importance. Ne pouvant définir l'absorption des murs il est difficile de faire la part de l'ionisation γ et de l'ionisation β éventuelle due à de l'Argon 41 introduit en circulation.

III - INTENSITE D'IONISATION DUE AUX RAYONNEMENTS β

La chambre utilisée ne nous a pas permis de faire des enregistrements continus mais des mesures de courte durée qui mettent cependant en évidence deux sortes de variations :

- locales comme pour l'ionisation γ (nature du sol).
- dans le temps comme pour l'ionisation α.

Les valeurs numériques indiquées dans ce paragraphe n'ont qu'un titre indicatif et on ne peut les considérer que comme des ordres de grandeur car l'erreur probable qui les entache est importante ainsi que nous l'avons vu au chapitre IV, II. 5.

Prenons comme base les mesures effectuées en différents lieux lorsque l'ionisation α est faible (par beau temps, l'après-midi) ; l'ionisation β de l'air est alors presque négligeable. Les résultats trouvés sont les suivants :

- C.E.N. Saclay : 0,9 $I/cm^3.s$. (en l'absence de rejets des piles)
- Le Moulon : 0,75 $I/cm^3.s$.
- C.M.A.G. : 0,8 $I/cm^3.s$.

soit une moyenne de 0,8 $I/cm^3.s$. pour le plateau de Saclay.

- Chatenay-Malabry et La Hague : très faibles et pas mesurable.
- Villard (station division minière) : 1,2 $I/cm^3.s$.

L'ionisation β créée par les produits de filiation du radon et du thoron dans l'air est faible mais on a remarqué que ses variations suivaient exactement celles des aérosols émetteurs α. Très rarement décelable sauf lors de quelques expériences de nuit où par moyenne et très forte inversion de température on a pu enregistrer au C.M.A.G. 1,4 et 1,7 $I/cm^3.s$. soit une augmentation de 0,6 à 0,9 $I/cm^3.s$. Dans le cas particulier des divisions minières, lorsque le vent soufflait de la mine, le sol étant couvert de neige on a eu des montées allant de 1,5 à 4,2 $I/cm^3.s$.

Nous pouvons remarquer que nos résultats sont en accord avec ceux donnés par différents auteurs. Certes les valeurs trouvées peuvent paraître faibles par rapport à celles qu'indique V.F. Hess [10] pour l'ionisation β au-dessus des roches. Cependant il faut tenir compte du fait que nos mesures ont été effectuées d'une part au-dessus d'un sol recouvert d'herbe ne comportant pas de roches apparentes, et d'autre part à une hauteur de 1 m, distance supérieure au libre parcours moyen des rayonnements β d'énergie inférieure à 4 MeV (fig. 9). La part de l'ionisation β en provenance du sol est ainsi très faible, de l'ordre de 0,4 à 0,7 $I/cm^3.s$. Par ailleurs la contribution des produits de désintégration du radon et du thoron, émetteurs β est de l'ordre de 0,4 $I/cm^3.s$ ainsi que le mentionnent H.A. Miranda [18] et V.F. Hess [7, 9].

IV - INTENSITE D'IONISATION DUE AUX RAYONNEMENTS α

Il apparaît que si l'ionisation créée dans les basses couches de l'atmosphère par les rayons β, γ et cosmiques représente suivant les endroits de 4 à 8 $I/cm^3.s.$, celle créée par les émanations du radon, du thoron et de leurs produits de désintégration est au minimum de 2 $I/cm^3.s.$ mais elle peut varier dans de très grandes proportions (jusqu'à 50 $I/cm^3.s.$). C'est donc elle qui déterminera les variations de l'intensité totale d'ionisation en un endroit donné.

Nous avons choisi de représenter sur la figure 14 une période d'enregistrement continu de 12 jours qui illustre un certain nombre de cas que l'on est susceptible de rencontrer sur le plateau

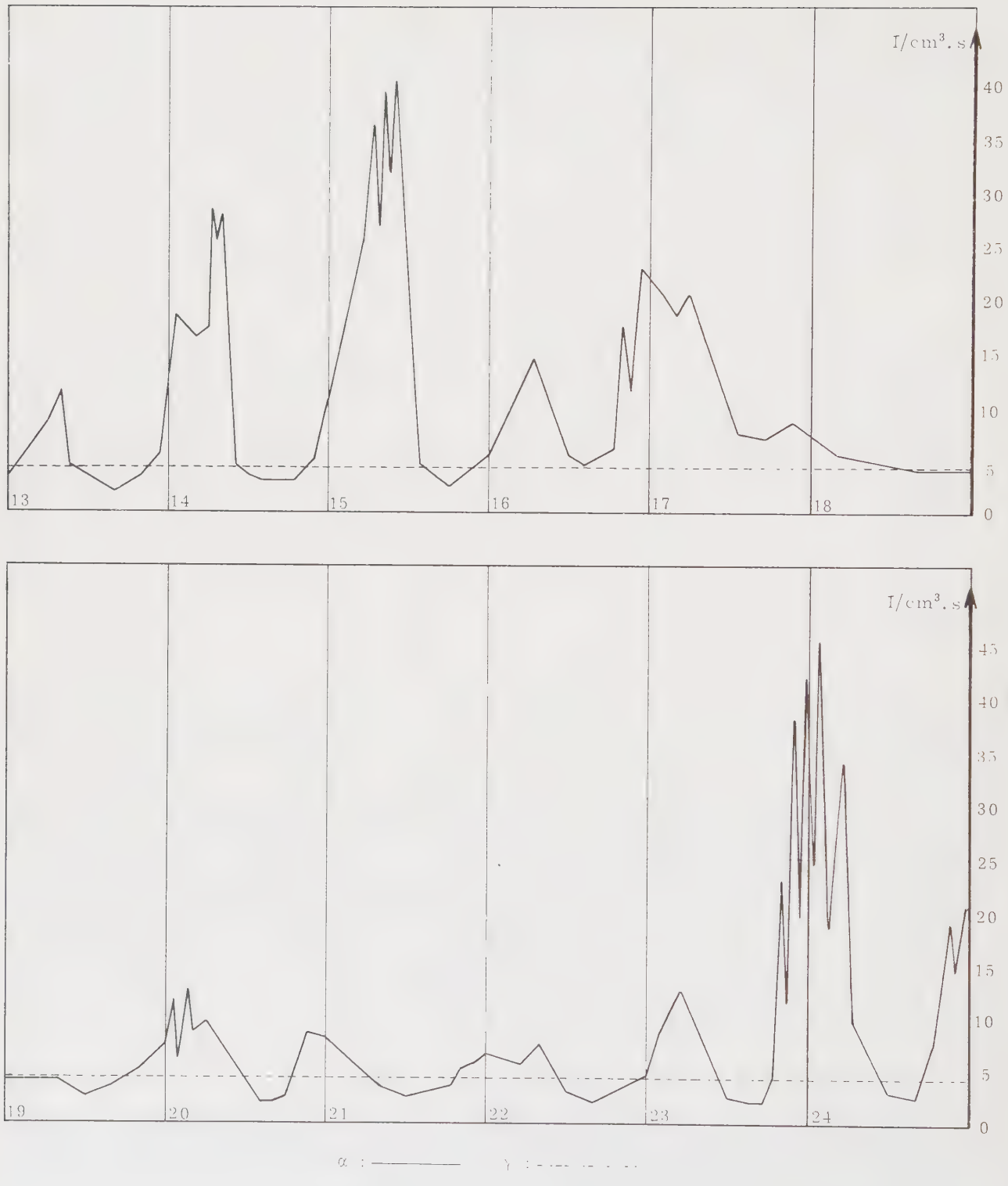


Figure 14 - Intensité d'ionisation α -C. M. A. G. - enregistrement continu de 13 au 24/8/64.

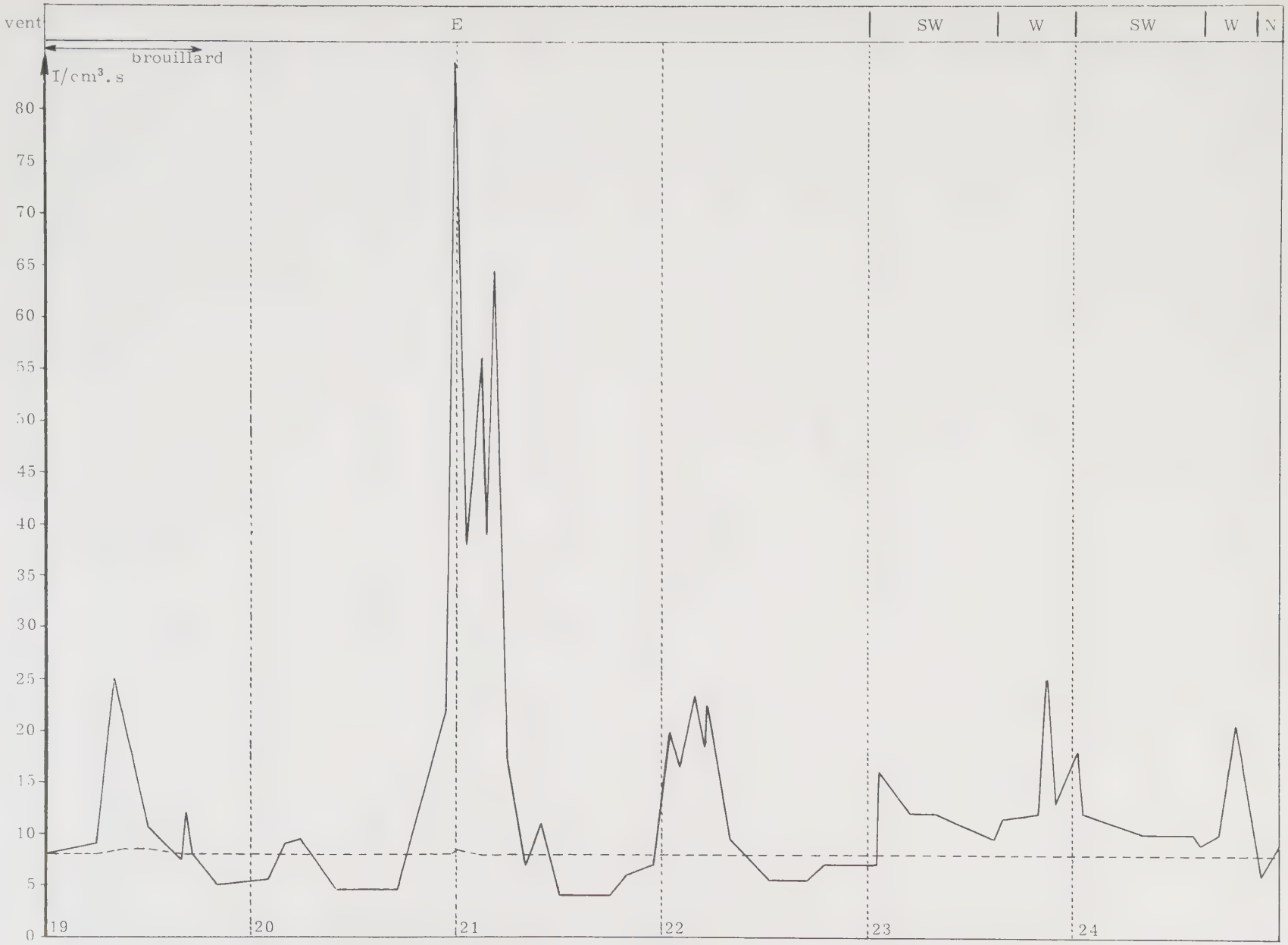


Figure 15 a - Station de Villard (mines), enregistrement continu du 19 au 24/11/64, α : ——— γ : – – – –

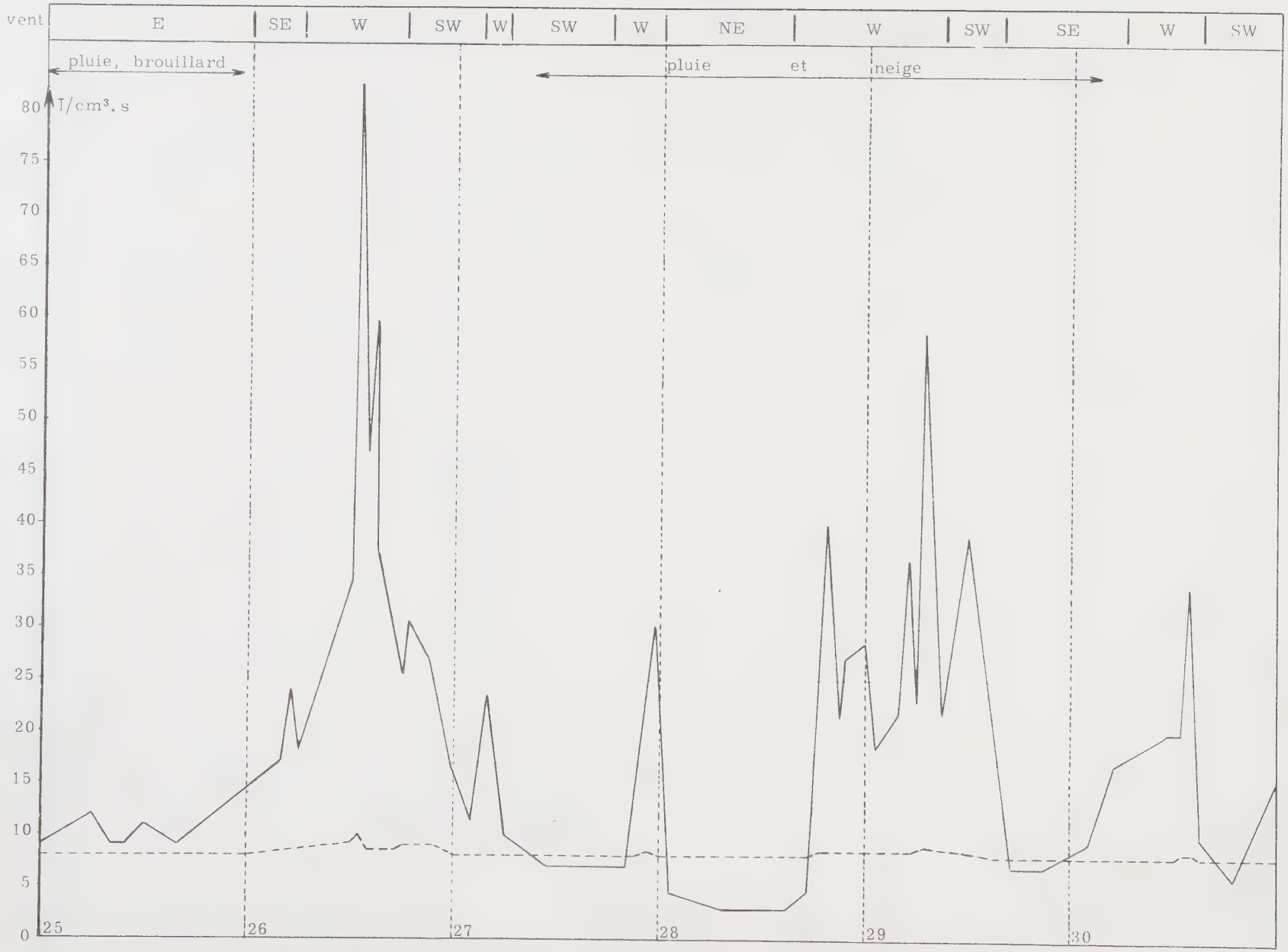


Figure 15 b - Station de Villard (mines), enregistrement continu du 25 au 30/11/64, α : ——— γ : - - - -

de Saclay. Plus généralement cela est valable en un lieu éloigné d'une grosse agglomération, possédant les caractéristiques d'une région continentale au relief très peu accusé et au sous-sol de teneur moyenne en produits radioactifs naturels. La figure 15 a donne les mêmes variations en un lieu possédant des caractéristiques identiques aux précédentes mais où le sous-sol est riche en uranium.

IV.1. Etude de l'influence des paramètres météorologiques.

Toutes les mesures que nous avons effectuées laissent penser que la capacité de dégagement du sol à un endroit précis est constante et que seuls les paramètres météorologiques sont cause des variations. Il est impossible d'établir une règle précise car les facteurs sont nombreux mais on peut toutefois les classer en deux catégories :

- ceux affectant l'émanation propre du sol : les précipitations.

- ceux qui pour une émanation donnée modifient la concentration des émetteurs dans les basses couches : pression, vent, brouillard, gradient de température.

Etudions successivement chacun de ces paramètres pour noter leur influence :

a) les précipitations : l'émanation du sol se trouve réduite lorsque la terre est détrempée ou couverte de neige. Les autres facteurs météorologiques jouent alors un rôle minime et l'intensité d'ionisation α sera faible.

- lors d'une longue période de pluie on a noté plusieurs jours de suite au C.M.A.G. une valeur de 1,8 à 2,5 $I/cm^3.s$.

- sur la figure 14, la nuit du 18 au 19, de faibles pluies ramènent à 4 $I/cm^3.s$. l'ionisation α qui est au moins de 10 $I/cm^3.s$. les autres nuits. On n'obtient toutefois pas de baisse brutale à un niveau minimum, la pluie ayant eu plus pour effet de lessiver l'atmosphère et donc de réduire la concentration en aérosols que de diminuer notablement le dégagement du sol.

b) le brouillard : le dégagement nocturne du radon et du thoron est maintenu dans les premiers mètres au-dessus du sol ce qui favorise aussi la concentration des aérosols :

- au C.M.A.G. : 20 $I/cm^3.s$. de nuit et 8 $I/cm^3.s$. de jour

- à Villard (fig. 15 a) : le 19, 25 $I/cm^3.s$. par vent d'est.

c) pression et température : leur action se limite à celle que l'on a mentionnée pour l'ionisation γ, les concentrations de radon et de thoron variant dans un même volume d'air. L'importance de ces facteurs est ici relativement faible par rapport à celle des autres paramètres.

d) gradient de température : c'est le paramètre le plus conséquent. Son influence détermine des montées importantes de l'intensité d'ionisation du fait du maintien pendant une durée de plusieurs heures de l'émanation du sol dans les basses couches de l'atmosphère. On a observé une corrélation directe entre l'augmentation d'ionisation et l'inversion de température tant pour l'heure du début et de la fin que pour l'importance.

Sur le diagramme de la figure 14 (C.M.A.G.) on remarque ainsi des valeurs de 12 ; 23 ; 28,5 ; 40,5 et 45,5 $I/cm^3.s$. liées à l'inversion de température ; et sur la figure 15 a (Villard) 23,5 et 84,5 $I/cm^3.s$.

e) vent : il a pour conséquence d'effectuer un brassage de l'air par turbulence mécanique et donc de diminuer la concentration. C'est d'ailleurs par vent faible ou nul qu'ont toujours eu lieu les montées importantes que nous notions précédemment. Pour les mesures faites au C.M.A.G. (fig. 14) on remarque que les pointes sont en dent de scie, chaque minimum correspondant à un souffle d'air (1 m/s au maximum) purement local.

La direction ne semble pas avoir de rapport avec les variations d'ionisation sauf dans le cas particulier des divisions minières et du bord de la mer. Sur la figure 15 b, on remarque en effet qu'à la station de Villard située à 1 km à vol d'oiseau à l'est de la mine, les vents d'ouest ont un effet important. Ils déterminent des intensités d'ionisation de 30, 40, 58 et 82 $I/cm^3.s$. alors que la pluie et la neige limitent en même temps l'émanation du sol sur le lieu même de mesure. Par contre à La Hague, par fort vent de mer et par temps pluvieux, on a enregistré trois jours de suite de 1 à 1,5 $I/cm^3.s$.

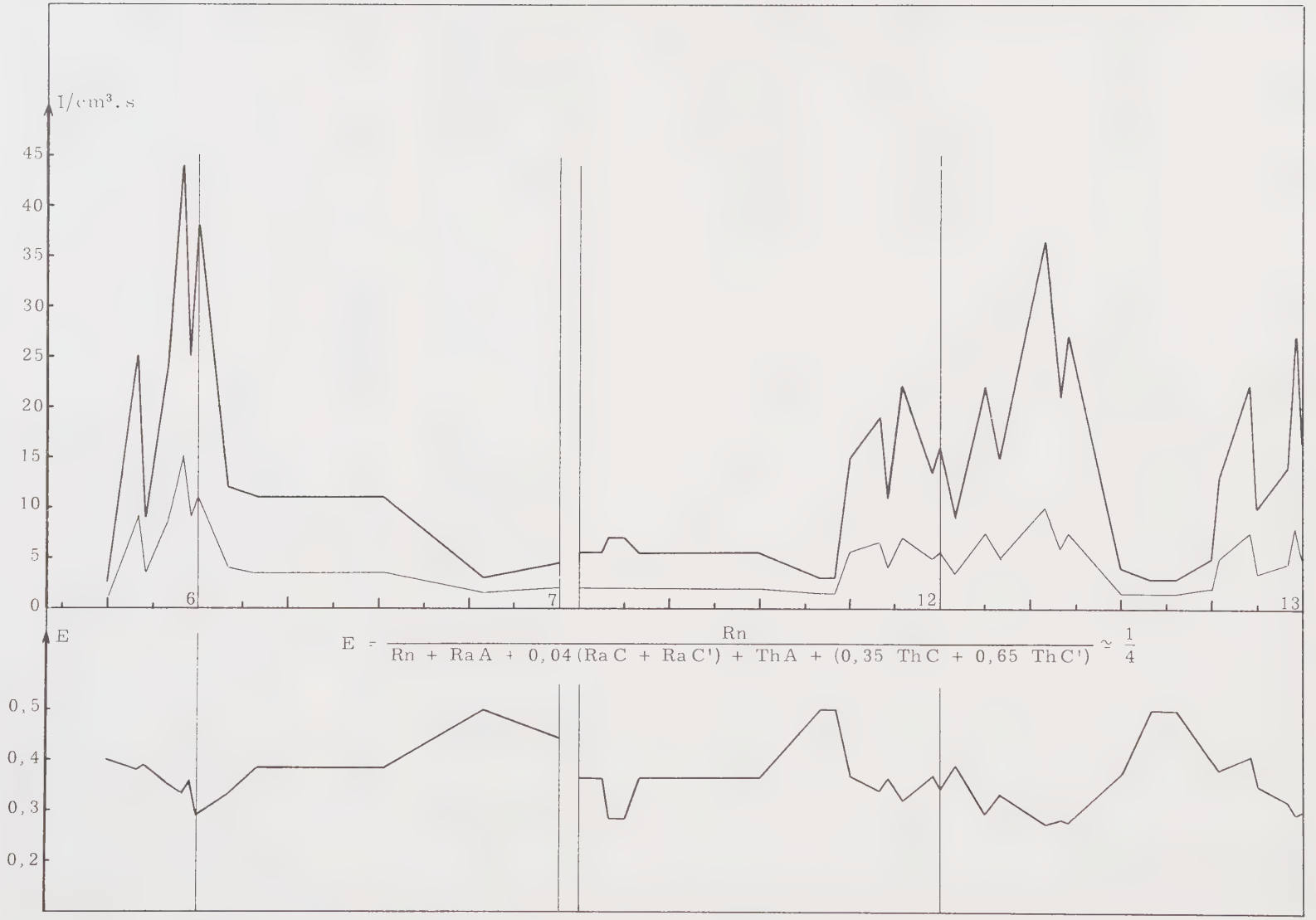


Figure 16 - Ionisation α au C.M.A.G. (10/64) avec filtre : ——— ; sans filtre : ———

Remarque :

Notons que les variations que nous venons de décrire pour l'intensité d'ionisation α se retrouvent dans les mesures de radon telles qu'elles sont rapportées par différents auteurs [4, 17 et 23].

IV.2. Séparation de l'ionisation α créée par le gaz et les aérosols.

Deux chambres de mesure α, identiques, ont été placées dans les mêmes conditions de fonctionnement au C.M.A.G. Nous avons fixé à l'entrée de l'une d'elles un filtre dièdre ce qui a permis d'enregistrer parallèlement l'ionisation totale α et l'ionisation due au radon seul, le thoron de période 54,5 s étant en très faible proportion à 1 m du sol et les aérosols, produits de filiation du radon et du thoron ayant été éliminés. Sur la figure 16 sont représentés quelques exemples typiques des valeurs et des variations obtenues. Il apparaît que l'état d'équilibre n'est pas atteint surtout lorsque l'activité est faible ce qui correspond à un dégagement rapide de l'émanation vers l'atmosphère, la période du radon étant de 3,8 j. Par contre on s'en rapproche plus lors des montées ce qui est logique car elles correspondent ici à une augmentation de la concentration dans les premiers mètres au-dessus du sol par inversion de température.

V - BILAN RECAPITULATIF -

Il n'est pas possible de faire un bilan précis de l'intensité totale d'ionisation car nous avons vu que les résultats n'auraient alors qu'une signification à la fois locale et temporaire. On peut toutefois donner les valeurs inférieures qui correspondent aux minima enregistrés par beau temps à 16 h et dans la journée par temps pluvieux. Ce sont ces valeurs qui sont en accord avec les bilans proposés par différents auteurs [2, 7, 8 et 9]. Les maxima qui ont été mesurés entre minuit et 6 h (sauf à Villard lorsque le vent soufflait de la mine) sont donnés à titre indicatif, toutes les valeurs intermédiaires pouvant être retenues.

	Environs de SACLAY	LA HAGUE	VILLARD (vent d'est)	VILLARD (vent d'ouest)
α	2 (45,5)	1	3 (84,5)	82
β	0,8 (1,7)		1,2	4,2
γ	4,3	3,65	6,3 (6,8)	8,3
γ_c	1,7	1,7	1,7	1,7
I_t	8,8 (53,2)	6,4	12,2 (94,2)	96,2

En conclusion nous noterons que le matériel mis au point a eu l'avantage de mettre en évidence qu'il n'est pas exact de donner un chiffre précis pour l'intensité totale d'ionisation même en un lieu déterminé car il s'agit d'une quantité essentiellement variable dans de très grandes proportions. C'est l'importance et la fréquence des écarts enregistrés qui est surtout à retenir, les paramètres météorologiques intervenant de façon déterminante. Si l'intensité totale d'ionisation représente à certaines heures de la journée de 7 à 10 I/cm^3.s., elle peut couramment atteindre de 18 à 50 I/cm^3.s. la nuit et même 90 I/cm^3.s. dans des régions où le sous-sol est riche en uranium.

ANNEXE 1 : CHAINE DE DESINTEGRATION DE L'URANIUM-RADIUM

Symbole	Elément	Période	Emission	Energie (avec pourcentage relatif ou absolu de rendement de désintégration)								
UI	$^{238}_{92}$U	$4,49.10^{9}$ a	α γ	4,19 0,048 (23 %)								
99.65 % → UX_1 ←	$^{234}_{90}$Th	24,1 j	β^- γ	0,1 (35 %) 0,029	0,19 (65 %) 0,063	0,092						
→ UX_2 ← 0.35 %	$^{234}_{91}$Pa	6,66 h	β^- γ	0,16 (28 %) 0,043 0,603	0,32 (32 %) 0,0992 0,732	0,53 (27 %) 0,125 0,803	1,13 (13 %) 0,153 0,877	0,225 0,924	0,293 1,24	0,333 1,43	0,369 1,68	0,566
UZ ←	$^{234\,m}_{91}$Pa	1,175 m	β^- γ	0,58 (1 %) 1 (37)	1,5 (9 %) 0,76 (26)	2,31 (90 %) 1,84 (4)	1,49 (1)	1,7 (1)				
UII	$^{234}_{92}$U	$2,5.10^{5}$ a	α γ	4,768 (72 %) 0,053	4,717 (28 %) 0,118							
I_o	$^{230}_{90}$Th	8.10^{4} a	α γ	4,682 (76 %) 0,068 (1 %)	4,615 (24 %) 0,141	0,184	0,253	0,354				
RaX	$^{226}_{88}$Ra	1 620 a	α γ	4,777 0,187 (100)								
Ra Em-	$^{222}_{86}$Rn	3,825 j	α γ	5,486 (99 %) 0,51 (0,8 %)	4,98 (0,08 %)	4,83 (0,02 %)						

Ra A	$^{218}_{84}$Po	3,85 mn	α	5,996								
Ra B	$^{214}_{82}$Pb	26,8 mn	β^- γ	0,67 (33) 0,35 (100)	0,73 (100) 0,295 (55)	0,35 0,24 (20)	0,259	0,053				
Ra C (99,9 %; 0,04 %)	$^{214}_{83}$Bi	19,7 mn	β^- (99,9 %) γ α (0,04 %)	0,4 (9 %) 0,609 (100) 2,43 (8) 5,52 (37 %)	1 (23 %) 1,12 (77) 1,85 (6) 5,47 (46 %)	1,51 (40 %) 1,76 (61) 2,117 5,33 (17 %)	1,88 (9 %) 1,38 (35) 2,017	3,26 (19 %) 1,24 (27) 1,728	0,77 (22) 1,416	2,2 (20) 1,281	151 (12) 1,155	0,935 (10)
Ra C'	$^{214}_{84}$Po	164 μs	α	7,68								
Ra C''	$^{210}_{81}$Tl	1,32 mn	β^- γ	1,9 0,297 (99)	1,3 (99)	2,36 (99)	0,78	1,1				
Ra D	$^{210}_{82}$Pb	19,4 a	β^- γ	0,017 (85 %) 0,047	0,063 (15 %)							
Ra E	$^{210}_{83}$Bi	5 j	β^-	1,155								
Ra F	$^{210}_{84}$Po	138,4 j	α γ	5,3 0,8								
Ra G	$^{206}_{82}$Pb	∞	stable									

ANNEXE 2 : CHAINE DE DESINTEGRATION DU THORIUM

Symbole	Elément	Période	Emission	Energie en MeV (avec pourcentage relatif ou absolu de rendement de désintégration).							
Thorium	$^{232}_{90}$ Th	$1,41.10^{10}$ a	α γ	4,01 (76 %) 0,059 (24 %)	3,95 (24 %)						
Ms Th_1	$^{228}_{88}$ Ra	6,7 a	β^-	0,053							
Ms Th_2	$^{228}_{89}$ Ac	6,13 h	β^- γ	1,11 (23 %) 0,057	0,45 (13 %) 0,078	2,18 (10 %) 0,128	1,85 (9,6 %) 0,184	0,64 (7,6 %) 0,336	1,7 (6,7 %) 0,458		
Rd Th	$^{228}_{90}$ Th	1,91 a	α γ	5,421 (71 %) 0,084 (4 %)	5,338 (28 %) 0,137	5,208 (0,4 %) 0,169	5,173 (0,2 %) 0,205	5,137 (0,03 %) 0,212	0,221		
Th X	$^{224}_{88}$ Ra	3,64 j	α γ	5,681 (95 %) 0,241 (4 %)	5,445 (5 %)						
Thoron	$^{220}_{86}$ Rn	54,5 s	α γ	6,28 (99 %) 0,54 (0,3 %)	5,74 (0,3 %)						

Th A	$^{216}_{84}$Po	0,158 s	α	6,775							
Th B	$^{212}_{82}$Pb	10,6 h	β^- γ	0,35 0,239 (84 %)	0,3 (4 %)	0,115 (3 %)	0,177	0,415			
Th C 35 % 65 %	$^{212}_{83}$Bi	60,5 mn	β^- (65 %) α (35 %) γ	2,25 0,73 (19 %) 6,08 (27,2 %) 0,04 (fort)	0,83 (19 %) 6,04 (69,9 %) 0,144	1,03 (6 %) 5,765 (1,7 %) 0,164	1,34 (5 %) 5,622 (0,15 %) 0,288	1,61 (7 %) 5,603 (1,1 %) 0,328	2,20 5,481 (0,016 %) 0,432	0,452	0,472
Th C'	$^{212}_{84}$Po	0,3 μ s	α	8,77							
Th C''	$^{208}_{81}$Tl	3,1 mn	β^- γ	1,8 2,62 (100)	0,859 (15)	0,582 (80)	0,510 (25)	0,277 (10)			
Th D	$^{208}_{82}$Pb	∞	stable								

ANNEXE 3 : CHAINE DE DESINTEGRATION DE L'ACTINO-URANIUM

Symbole	Elément	Période	Emission	Energie en MeV (avec pourcentage relatif ou absolu de rendement de désintégration)								
U_{235}	$^{235}_{92}$ U	$7,1.10^8$ a	α	4,354 (35 %)	4,370 (25 %)	4,333 (14 %)	4,559 (6,7 %)	4,318 (8 %)	4,117 (5,8 %)	4,520 (2,7 %)		
			γ	0,185 (55 %)	0,143 (12 %)	0,095 (9 %)	0,110 (5 %)	0,290	0,390			
UY	$^{231}_{90}$ Th	1,07 j	β^-	0,299 (39 %)	0,218 (33 %)	0,134 (20 %)	0,090 (8 %)					
			γ	0,026 (13 %)	0,084 (11 %)	0,099 (2 %)	0,218 (0,5 %)	0,163 (0,2 %)	0,18 (0,06 %)	0,0172	0,0181	0,058
				0,064	0,068	0,076	0,081	0,082	0,089	0,136	0,146	0,31
Pa_{231}	$^{231}_{91}$ Pa	$3,4.10^4$ a	α	5,001 (24 %)	5,017 (23 %)	4,938 (22 %)	4,722 (11 %)	5,046 (10 %)	4,921 (2,8 %)	4,971 (2,3 %)	4,666 (2,1 %)	4,696 (1,4 %)
				4,939 (1,4 %)								
			γ	0,027 (100)	0,295 (100)	0,057	0,074	0,101				
$\rightarrow Ac_{227}\leftarrow$	$^{227}_{89}$ Ac	21,6 a	α	4,94								
			β^-	0,046								
			γ	0,037								
$Fr_{223}\leftarrow$	$^{223}_{87}$ Fr	22 mn	α	5,34								
			β^-	1,15								
			γ	0,05 (40 %)	0,08 (24 %)	0,215 (3 %)	0,31 (1 %)					
$\rightarrow$Ra C	$^{227}_{90}$ Th	18,17 j	α	5,976 (24 %)	6,036 (23 %)	5,958 (3,5 %)	6,007 (2,8 %)	5,67				
			γ	0,236 (10 %)	0,05 (75 %)	0,0298	0,0482	0,0613	0,0686	0,0797	0,1	0,113
				0,173	0,205	0,247	0,256	0,286	0,297	0,304	0,312	0,334

Ac X	$^{223}_{88}$Ra	11,68 j	α γ	5,8 0,270 (10 %)	0,154 (6 %)	0,144 (4 %)	0,338 (3 %)	0,324 (2 %)	0,180 (0,5 %)	0,371 (0,45 %)		
Ac Em	$^{219}_{86}$Rn	3,92 s	α γ	6,813 (82 %) 0,272 (9 %)	6,547 (13 %) 0,401 (5 %)	6,419 (5 %)						
Ac A	$^{215}_{84}$Po	1,8 ms	α	7,36								
Ac B	$^{211}_{82}$Pb	36,1 mn	β⁻ γ	1,39 (80 %) 0,829 (13 %)	0,5 (20 %) 0,404 (6 %)	0,425 (6 %)	0,764 (1 %)	0,065	0,083	0,487		
Ac C 99,7 % / 0,3 %	$^{211}_{83}$Bi	2,16 mn	α (99,7 %) β⁻ (0,3 %) γ	6,617 (83 %) 0,351 (17 %)	6,273 (17 %)							
Ac C'	$^{211}_{84}$Po	0,52 s	α γ	7,44 0,562								
Ac C''	$^{207}_{81}$Tl	4,79 mn	β⁻ γ	1,44 0,87 (0,5 %)								
Ac D	$^{207}_{82}$Pb	∞	Stable									

BIBLIOGRAPHIE

[1] J.W. BOAG - Radiation Dosimetry. Chap. 4 (1956) ; Hine and Brownell, Academic Press Inc. New-York.

[2] J. CLAY - Ions and condensation nuclei in the atmosphere, balance of ions and value of cosmic radiation at sea-level. J. of Atmosph. a. Terrestr. Physics 3, (1953), 132-140.

[3] J. ENGELMANN - Mesure des émetteurs gamma par chambres d'ionisation. Détermination du coefficient spécifique d'émission gamma de quelques radioéléments. Rapport C.E.A. n° 2 036.

[4] J. FONTAN - Dosage des radioéléments gazeux donnant des produits radioactifs de filiation. Application à la mesure de la radioactivité naturelle de l'atmosphère. Thèse (Toulouse 1964).

[5] D. GAUTHIER - Rapport interne non diffusé.

[6] W. HEITLER - The Quantum Theory of Radiation - p. 376 - Third Edition (1954).

[7] V.F. HESS and R.P. VANCOUR - The ionization balance of the atmosphere. J. of Atmosph. a. Terrestr. Physics 1 (1950), 13-25.

[8] V.F. HESS and G.A. O'DONNEL - On the rate of ion formation at ground level and at one meter above ground. Journ. of Geoph. Res. (1951), 56-4.

[9] V.F. HESS - Radon, thoron, and their decays products in the atmosphere. J. of Atmosph. a. Terrestr. Physics 3 (1953) ; 172-177.

[10] V.F. HESS, W.D. PARKINSON and H.A. MIRANDA - Beta ray ionization from the ground. Fordham University. Scientific Report N° 4 (1953).

[11] H. ISRAEL - Atmosphärische Elektrizität. I. Leipzig 1957.

[12] H. ISRAEL und A. KREBS - Kernstrahlung in der Geophysik. Berlin - Göttingen. (Heidelberg 1962).

[13] JAIN - Rapport interne non diffusé.

[14] J. JACOBI - cité par H. ISRAEL (14).

[15] H. JOFFRE - Détection des rayonnements dans le but de la protection. Génie Atomique V. 1, Ch. 7 (P.U.F. 1964).

[16] M. KAWANO and S. NAKATANI - The absolute measurement of concentrations of the radioactive substances in the atmosphere in Tokyo. Journ. of Geom. a. Geolec. V. 10 n° 2 (1959).

[17] G. LAMBERT - Etude du comportement des aérosols radioactifs. Rapport C.E.A. n° R. 2 347.

[18] H.A. MIRANDA - The ionization due to beta radiation from the atmosphere. Journ. of Geoph. Res. (1958), 63-1.

[19] W.E. PERRY and J.W.G. DALE - N.P.L., Cité dans Handbook 78 du Natl. Bur. Standards (1961).

[20] W.J. PRICE - Nuclear Radiation Detection. Mc Graw-Hill Book Company Inc. New-York (1958).

[21] T. ROCKWELL - Reactor Shielding design manuel. p. 19 (1956).

[22] B. ROSSI and H. STAUB - Ionization Chambers and Counters. Mc Graw-Hill Book Company Inc. New-York (1949).

[23] J. SERVANT - Le radon et ses dérivés à vie courte dans l'atmosphère - Rapport interne non diffusé.

[24] G.R. WHITE - Natl. Bur. Standards (U.S.) Circ. 583 (1957).

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 5

DESCRIPTION ET ETALONNAGE DES APPAREILS DE MESURE

Chapitre I - GENERALITES - APPAREILLAGE DE MESURE 9

1) Caractéristiques générales des chambres 9
2) Dispositifs électrométriques associés 9

Chapitre II - MESURE DE L'INTENSITE D'IONISATION γ 13

1) Dispositions particulières de la chambre d'ionisation 13

1.1. Air contenu dans l'enceinte, correction 13
1.2. Courbes de saturation 14
1.3. Réalisation pratique de la mesure à l'extérieur 15

2) Sensibilité de la chambre 17

2.1. Influence de la paroi 17

2.1.1. Etude théorique 17
2.1.2. Vérification expérimentale 21

2.2. Etalonnage - Sensibilité 23

Chapitre III - MESURE DE L'INTENSITE D'IONISATION α 25

1) Dispositions particulières de la chambre d'ionisation 25

1.1. Principe de la mesure 25
1.2. Débit de la circulation - Dépôt actif et tension de saturation 25

2) Sensibilité de la chambre 27

2.1. Sensibilité théorique 27
2.2. Ionisation dans la chambre par émission β 27
2.3. Correction due à la présence de la paroi 29
2.4. Sensibilité pratique 32

Chapitre IV - MESURE DE L'INTENSITE TOTALE D'IONISATION. IONISATION β 33

1) Dispositions particulières de la chambre d'ionisation 33

1.1. Description 33
1.2. Courbes de saturation 34

Pages

2) Sensibilité de la chambre 34

2.1. Sensibilité théorique 34
2.2. Etalonnage γ 34
2.3. Correction de mesure β 34
2.4. Correction de mesure α 36
2.5. Sensibilité pratique 36

RESULTATS DES MESURES

Introduction 37

I - Conditions pratiques des mesures 37

II - Intensité d'ionisation due aux rayonnements γ 38

III - Intensité d'ionisation due aux rayonnements β 39

IV - Intensité d'ionisation due aux rayonnements α 39

IV.1. Etude de l'influence des paramètres météorologiques 43
IV.2. Séparation de l'ionisation α : gaz et aérosols 45

V - Bilan récapitulatif 45

TABLEAUX ANNEXES 46

BIBLIOGRAPHIE 53

TABLE DES MATIERES 55

Manuscrit reçu le 5. 11. 1965

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"MESURE DES VITESSES DE ROTATION PAR LES LASERS EN ANNEAU".

Vu et approuvé :
Paris, le 17 juin 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 107
1966